Seguir-se-á a descrição teórica da associação em paralelo de dois rectificadores com retorno pelo neutro trifásicos, alimentados por uma dupla estrela trifásica. A generalização dos resultados obtidos permite a análise e o dimensionamento da montagem apresentada na fig. 1.

2.1 Rectificador de Dupla Estrela Trifásica

A montagem analisada é o rectificador de dupla estrela trifásica, constituída pela associação em paralelo de dois rectificadores com retorno pelo neutro trifásicos de cátodos comuns alimentados por um transformador de dois secundários trifásicos cujos enrolamentos são ligados em oposição de fase, figura 2. Nesta figura, o enrolamento do primário está ligado em estrela, no entanto a ligação triângulo pode ser também utilizada, como se mostra na figura 1.

Se os rectificadores são comandados, então os ângulos de atraso à condução dos tiristores (ε) devem ser idênticos de modo a estabelecerem tensões de saída com o mesmo valor médio. No entanto as fontes que alimentam os dois rectificadores não estão em fase, e assim é necessário colocar entre os dois rectificadores uma indutância de ponto médio - bobina interfases - aos terminais da qual é aplicada a diferença instantânea das tensões de saída dos dois rectificadores.

A análise desta montagem que a seguir se apresenta, é baseada na referência [3].

Em funcionamento normal, figuras 3a e 3b, a tensão de saída é igual a:

$$u_Y = u_1 - \frac{u_L}{2} = u_2 + \frac{u_L}{2} \qquad (1)$$

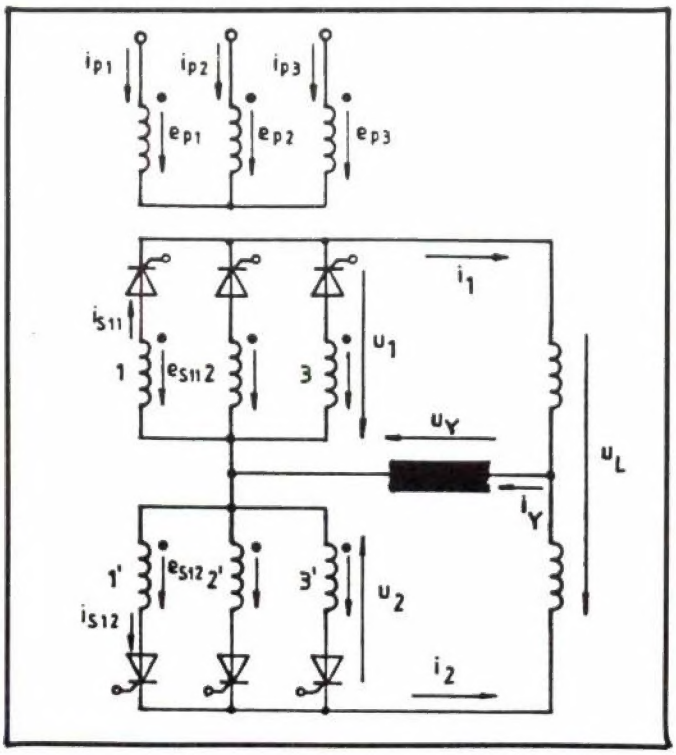


figura 2

A tensão u_L aos terminais da bobina interfases é dada por:

$$u_L = u_1 - u_2 \tag{2}$$

Deste modo, a tensão de saída da montagem, u_Y, é dada por:

$$u_Y = \frac{u_1 + u_2}{2} \tag{3}$$

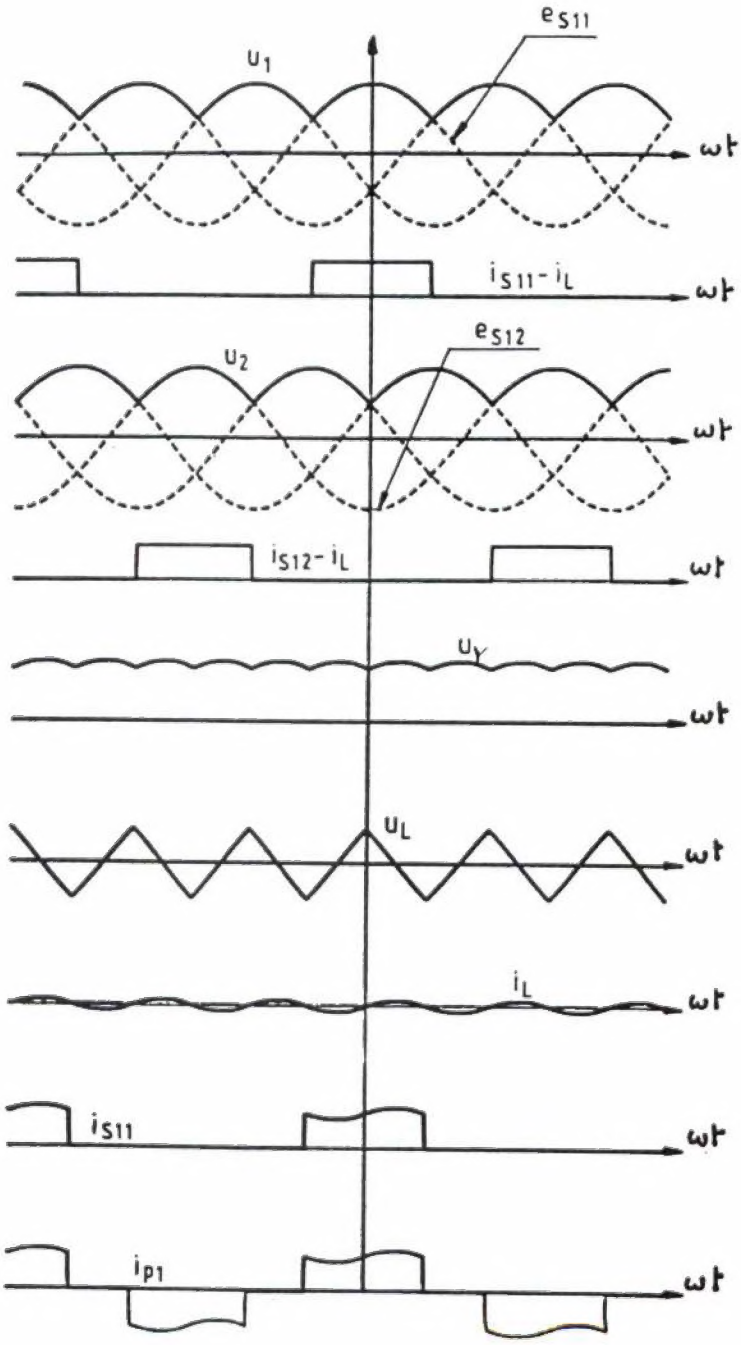


figura 3a

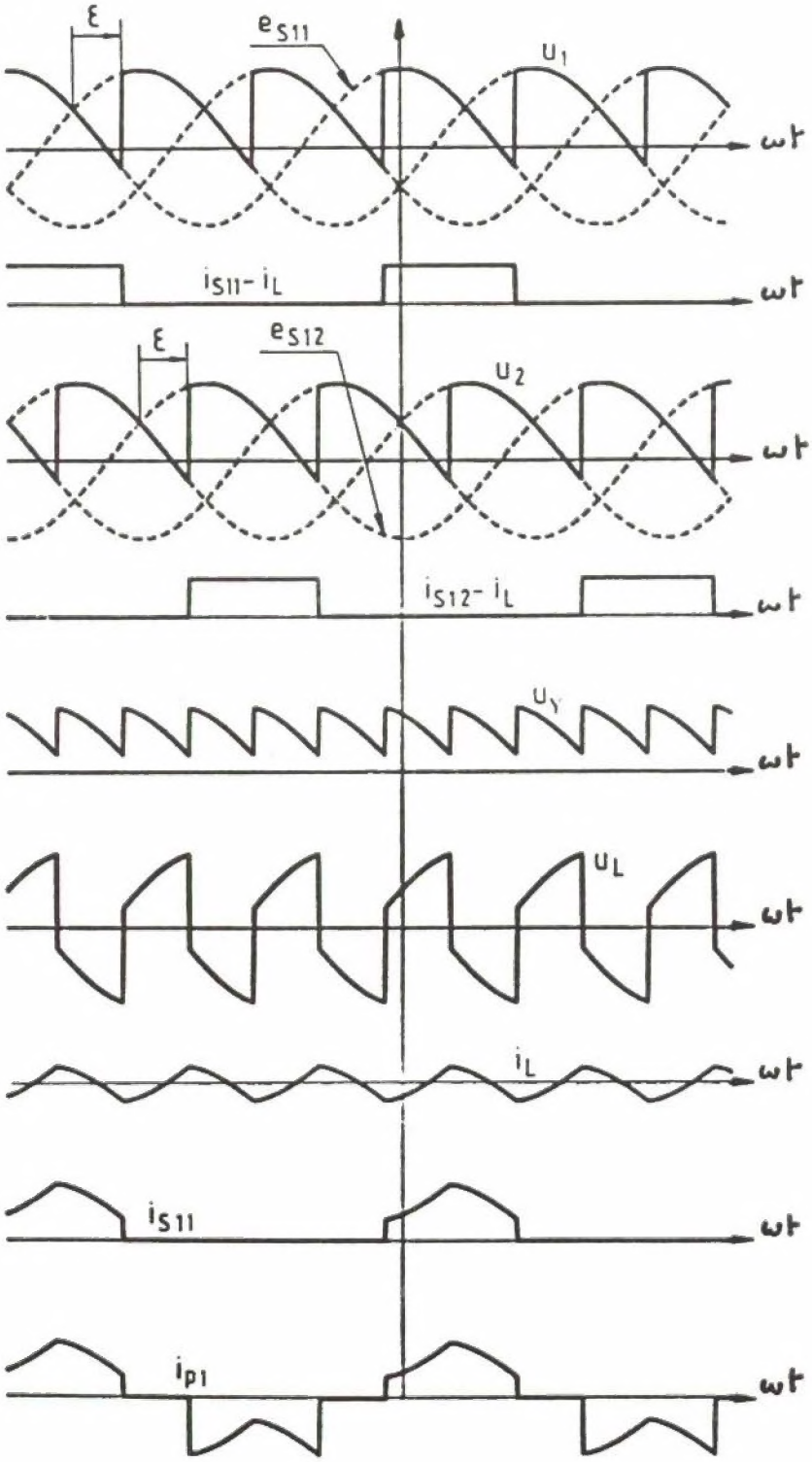

ε
e_{S11}
u_1
ωt
$i_{S11} - i_L$
ωt
ε
e_{S12}
u_2
ωt
$i_{S12} - i_L$
ωt
u_Y
ωt
u_L
ωt
i_L
ωt
i_{S11}
ωt
i_{P1}
ωt

figura 3b

A Electrónica de Potência na Física:
O Rectificador de Alimentação das Bobinas do Tokamak do Centro de Fusão Nuclear do IST

Desprezando as reactâncias de comutação, o comportamento da montagem pode ser descrito através das funções de existência ou de comutação $f_{Pj1}(\omega t)$ e $f_{Pj2}(\omega t)$ com $j \in [1,2,3]$ que caracterizam respectivamente o estado dos tiristores dos conversores 1 e 2. Elas podem tomar os valores 0 ou 1; o valor 1 corresponde ao estado condutor do tiristor respectivo, enquanto que o valor 0 significa bloqueio.

Considerando que as tensões das fases do primário são dadas por:

$$e_{pj} = V_{pM} \cos\left[\omega t - 2(j-1)\frac{\pi}{3}\right] \tag{4}$$

podemos escrever:

$$f_{pj1}(\omega t) = 1 \Leftrightarrow (2j-3)\frac{\pi}{3} + \varepsilon + 2K\pi \leq \omega t \leq (2j-1)\frac{\pi}{3} + \varepsilon + 2K\pi \tag{5}$$

$$f_{pj2}(\omega t) = 1 \Leftrightarrow (2j-3)\frac{\pi}{3} + \varepsilon + (2K+1)\pi \leq \omega t \leq (2j-1)\frac{\pi}{3} + \varepsilon + (2K+1)\pi \tag{6}$$

com K=0, 1, 2, 3, ...

As tensões de saída dos dois conversores são dadas por:

$$u_1 = \sum_{j=1}^{3} f_{pj1}(\omega t) e_{Sj1}(\omega t) \tag{7}$$

$$u_2 = \sum_{j=1}^{3} f_{pj2}(\omega t) e_{Sj2}(\omega t) \tag{8}$$

Tendo em conta que

$$e_{Sj2}(\omega t) = -e_{Sj1}(\omega t)$$

a tensão de saída da associação em paralelo é dada por:

$$u_Y = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{3}\left[f_{pj1}(\omega t) - f_{pj2}(\omega t)\right] e_{Sj1}(\omega t) \tag{9}$$

A função $f_{Pj2}(\omega t)$ é idêntica à definida para a ponte de rectificação trifásica com fonte em estrela. Assim, este último conversor, à parte o factor 1/2, apresenta uma tensão de saída idêntica à da montagem em análise. Em particular, a tensão rectificada apresenta um índice de pulsação p=6.

A corrente de carga (I_Y) divide-se em duas, cada uma destas associada a um rectificador. Uma corrente alternada i_L que resulta da aplicação da tensão (u_1-u_2) à indutância L, soma-se e subtrai-se à corrente de cada um dos rectificadores:

$$i_1 = \frac{I_Y}{2} + i_L \tag{10}$$

$$i_2 = \frac{I_Y}{2} - i_L \tag{11}$$

Como as correntes i_1 e i_2 não podem ser negativas, o funcionamento que se descreveu só é possível se o valor da corrente de carga é superior ao dobro do valor máxi-

mo da corrente i_L. O valor da corrente I_Y,abaixo do qual não se pode descer em funcionamento normal, é chamado o valor da corrente crítica.

É de assinalar que as componentes contínuas iguais a $I_Y/2$ que circulam nas duas metades da indutância não provocam nesta uma magnetização contínua, elas circulam em sentidos opostos de modo que a sua contribuição para a força magnetomotriz é nula.

O valor médio das correntes secundárias associadas a cada uma das fases do transformador é nulo:

$$\frac{n_1}{n_2}\left(i_{Sj1m} - i_{Sj2m}\right) = 0 \qquad (12)$$

Desprezando a corrente de circulação que na prática apresenta um pequeno valor face ao máximo da corrente que a montagem pode debitar, as correntes do primário são idênticas às obtidas com uma montagem trifásica em ponte.

2.1.1 Análise da tensão de saída

A análise das figuras 3a e 3b mostra-nos que apesar das tensões u_1 e u_2 terem o mesmo valor médio, instantaneamente elas são distintas, u_1-$u_2 \neq 0$. Este facto estabelece uma corrente de circulação i_L. Esta é determinada, fundamentalmente, pelas terceiras harmónicas presentes à saída de cada um dois rectificadores com retorno pelo neutro trifásicos.

Desprezando a queda de tensão média na bobina, o valor médio da tensão de saída da associação em paralelo é igual ao valor médio da tensão de saída de cada um dos rectificadores que a constituem:

$$u_{Ym} = u_{1m} = u_{2m} = V_M \frac{\sin\left(\frac{\pi}{3}\right)}{\frac{\pi}{3}} \cos(\varepsilon) \qquad (13)$$

As componentes harmónicas de ordem 3 (e múltiplas) geradas pelos rectificadores com retorno pelo neutro trifásicos não aparecem à saída da sua associação em paralelo. Esta caracteriza-se por apresentar um índice de pulsação p=6, isto é, a frequência angular da harmónica de ordem mais baixa é 6ω (300 Hz).

Do ponto de vista da tensão de saída, a associação em paralelo de dois rectificadores com retorno pelo neutro trifásicos, representada na figura 2, é equivalente a um rectificador com retorno pelo neutro hexafásico, isto é, de seis fases (n=p=6), cujas forças electromotrizes têm uma amplitude $V_{M\ equiv.1}$.

Com esta equivalência a tensão de saída da montagem é dada:

$$u_Y = u_{Ym} + \sum_{k=1}^{\infty} u_{k6} \qquad (14)$$

onde a componente contínua, isto é, o valor médio é dado por:

$$u_{Ym} = V_{M\ equiv.1} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{6}\right)}{\frac{\pi}{6}} \cos\varepsilon \qquad (15)$$

a componente harmónica de ordem k6 é dada pela expressão:

$$u_{k6} = C_{k6}\cos(k6\omega t - \phi_{k6}) \qquad (16)$$

com

$$C_{k6} = \frac{2V_{M\,equiv.1}}{(k6)^2 - 1}\,\frac{\sin\left(\frac{\pi}{6}\right)}{\frac{\pi}{6}}\sqrt{(k6)^2\sin^2\varepsilon + \cos^2\varepsilon} \qquad (17)$$

A amplitude equivalente, $V_{Mequiv.1}$, é obtida tendo em conta a igualdade dos valores médios das diferentes tensões, (13), e as suas respectivas expressões, (13) e (15). Estes resultados estabelecem:

$$V_{M\,equiv.1}\,\frac{\sin\left(\frac{\pi}{6}\right)}{\frac{\pi}{6}}\cos\varepsilon = V_M\,\frac{\sin\left(\frac{\pi}{3}\right)}{\frac{\pi}{3}}\cos\varepsilon \qquad (18)$$

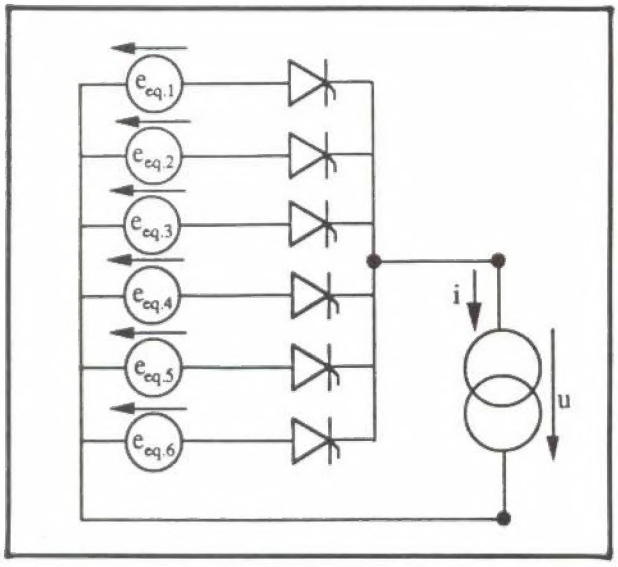


figura 4

o que conduz a:

$$V_{M\,equiv.1} = V_M\,\frac{\sin\left(\frac{\pi}{3}\right)}{2\sin\left(\frac{\pi}{6}\right)} \qquad (19)$$

2.1.2 Análise da corrente no primário do transformador

A análise das figura 3a e 3b mostra-nos que as correntes nas fases do primário do transformador têm uma forma semelhante à estabelecida pelo rectificador trifásico em ponte. Desprezando os efeitos da corrente de circulação, a associação em paralelo de

dois rectificadores com retorno pelo neutro trifásicos apresenta no primário do transformador uma corrente constituída por duas ondas rectangulares de largura $2\pi/3$, desfasadas entre si de π, uma de amplitude $(+I_Y/2)$ e a outra de amplitude $(-I_Y/2)$. Estas ondas estão desfasadas de ε relativamente às tensões primárias correspondentes e cada uma está associada a um rectificador com retorno pelo neutro.

As harmónicas presentes na corrente de fase no primário são de ordem ímpar $(2k\text{-}1)$:

$$i_j(\omega t) = \frac{n_2}{n_1}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{4\left(\frac{I_Y}{2}\right)}{(2k-1)\pi}\sin\left[\frac{(2k-1)\pi}{3}\right]\cos\left\{(2k-1)\left[\omega t-\varepsilon-2(j-1)\frac{\pi}{3}\right]\right\} \quad (20)$$

com $k \in [1,2,3, ...]$ e $j \in [1,2,3]$.

À parte, a fundamental de pulsação igual à da rede ω (50 Hz), a harmónica de ordem mais baixa tem uma frequência angular igual a 5ω (250 Hz).

3. Montagem com transformador em triângulo

Como já se fez referência e a figura 1 ilustra, o transformador com secundário hexafásico que alimenta os dois rectificadores com retorno pelo neutro trifásicos pode ter o primário ligado em triângulo. O comportamento da montagem resultante é semelhante ao estabelecido pela associação de dois rectificadores com retorno pelo neutro trifásicos com transformador cujo primário está ligado em estrela, figura 2.

Os comportamentos das duas montagens, respectivamente com primário ligado em estrela e com primário ligado em triângulo, *alimentadas pela mesma rede*, apresentam diferenças:

- as tensões de saída das duas montagens têm componentes flutuantes desfasadas entre si de 180°, como resultado da desfasagem entre os sistemas hexafásicos à entrada dos rectificadores propriamente ditos;
- as correntes pedidas à rede, tendo o mesmo conteúdo harmónico, apresentam no entanto formas de onda distintas: uma é corrente de fase (estrela) e outra resulta da diferença de duas correntes de fase (triângulo).

4. Montagem dodecafásica

Com a metodologia apresentada no parágrafo 2 mostra-se que o esquema representado na figura 1 é uma montagem dodecafásica. Assim, o índice de pulsação da tensão de saída é p=12 e a corrente pedida à rede, teoricamente, não apresenta harmónicas de ordem inferior a 11. Na figura 5 ilustra-se o comportamento da montagem dodecafásica.

Na ligação em paralelo de duas associações de rectificadores com retorno pelo neutro trifásicos, uma com o primário do transformador em estrela (Y) e a outra com o primário do transformador em triângulo (Δ), as tensões de saída de cada uma devem apresentar o mesmo valor médio: $u_{Ym}=u_{\Delta m}$. Este facto é conseguido se as amplitudes das tensões dos dois sistemas hexafásicos forem iguais e se o ângulo de comando for idêntico para todos os tiristores.

Entre os dois sistemas hexafásicos existe uma desfasagem de 30°, deste modo apesar das tensões u_Y e u_Δ terem o mesmo valor médio, instantaneamente elas são

distintas, $u_Y \neq u_\Delta$. Este facto estabelece uma corrente de circulação i_{L1} de frequência angular 6ω (300 Hz), cujo valor é definido pela bobina interfases, L_1.

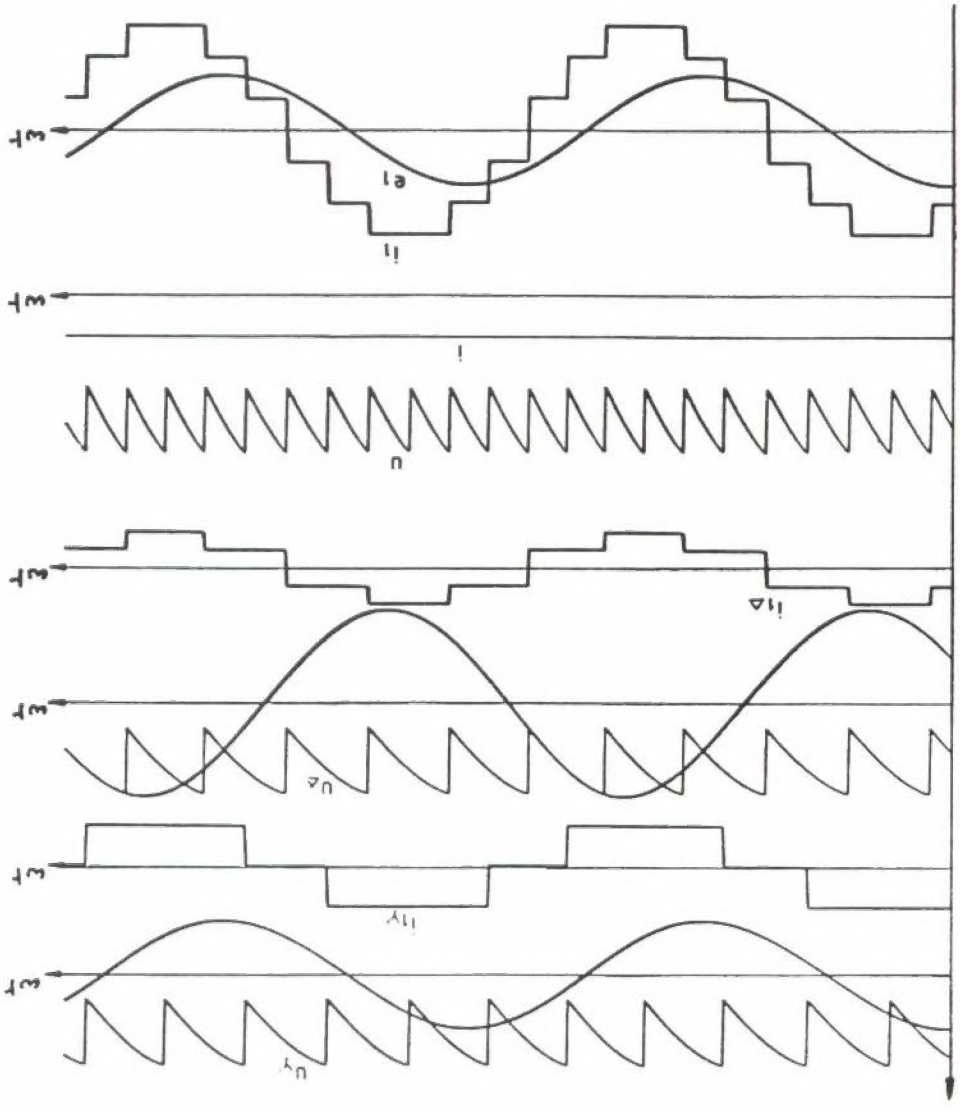


figura 5

Desprezando a queda de tensão média na bobina L_1, o valor médio da tensão de saída da montagem dodecafásica é igual ao valor médio da tensão de saída da cada uma das duas associações em paralelo de rectificadores com retorno pelo neutro trifásicos que a constituem:

$$u_m = u_{Ym} = u_{\Delta m} \qquad (21)$$

As componentes harmónicas de ordem 6 (e múltiplas) geradas pelas associações em paralelo de rectificadores com retorno pelo neutro trifásicos não aparecem à saída da montagem dodecafásica. Do ponto de vista da tensão de saída, a associação em paralelo de duas associações em paralelo de dois rectificadores com retorno pelo neutro

trifásicos, representada na figura 1, é equivalente a um rectificador com retorno pelo neutro dodecafásico, isto é, de doze fases (n=p=12), cujas forças electromotrizes têm uma amplitude $V_{M\ equiv.2}$. Com esta equivalência a tensão de saída da montagem é dada:

$$u = u_m + \sum_{k=1}^{\infty} u_{k12} \tag{22}$$

onde a componente contínua, isto é, o valor médio é dado:

$$u_m = V_{M\ equiv.2} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{12}\right)}{\frac{\pi}{12}} \cos\varepsilon \tag{23}$$

com

$$V_{M\ equiv.2} = V_M \frac{\sin\left(\frac{\pi}{3}\right)}{4\sin\left(\frac{\pi}{12}\right)} \tag{24}$$

$$u_{k12} = C_{k12} \cos(k12\omega t - \phi_{k12}) \tag{25}$$

com

$$C_{k12} = \frac{2V_{M\ equiv.2}}{(k12)^2 - 1} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{12}\right)}{\frac{\pi}{12}} \sqrt{(k12)^2 \sin^2\varepsilon + \cos^2\varepsilon} \tag{26}$$

Em cada uma das fases da rede, a corrente é o resultado da soma de duas correntes: uma associada ao primário do transformador em estrela e a outra é a corrente de linha do primário ligado em triângulo. Deste modo há harmónicas que se anulam; à parte a fundamental de pulsação angular ω (50 Hz), a harmónica de mais baixa ordem tem uma pulsação igual a 11ω (550Hz). As correntes nas três fases da rede estão desfasadas entre si de ($2\pi/3$); a corrente de rede na fase 1 é dada por:

$$i_{1rede} = \frac{n_2}{n_1}\left\{\frac{2I}{\pi}\sin\left(\frac{\pi}{3}\right)\cos(\omega t - \varepsilon) + \frac{2I}{11\pi}\sin\left(\frac{11\pi}{3}\right)\cos[11(\omega t - \varepsilon)] + \frac{2I}{13\pi}\sin\left(\frac{13\pi}{3}\right)\cos[13(\omega t - \varepsilon)] + \cdots\right\} \tag{27}$$

Líbano Monteiro (FRAEP) e José Carlos Lameira (PRINEC) reconhece-se o profissionalismo demonstrado na realização da fonte e no projecto da ligação à rede da EDP, respectivamente.

Referências

[1] Althoff, F. D. (1991). Power Electronics: The Silent Revolution, its Technical Importance and Economical Impact, *EPE Journal*, I,1, pp 3-10

[2] CERN Accelerator School (1990). *Power Converts for Particle Accelerators*, S. Turner.

[3] Labrique, F. e Santana, J. (1991). *Electrónica de Potência*, Fundação Calouste Gulbenkian.

5. Conclusões

Neste artigo foi analisado o circuito electrónico de potência da fonte de alimentação das bobinas que criam o campo magnético toroidal do TOKAMAK do Centro de Fusão Nuclear do IST.

Atendendo às características exigidas à saída (baixas tensões e elevadas correntes), foi seleccionada a associação em paralelo de rectificadores com retorno pelo neutro.

Desprezando as reactâncias de comutação, a definição de funções de existência, caracterizando o estado dos semicondutores, permitiu a elaboração de um programa de simulação da montagem. Este e o desenvolvimento analítico conduzem à caracterização do funcionamento e dimensionamento das diferentes componentes do sistema.

Actualmente a fonte encontra-se em operação, e assim futuros artigos deverão ser apresentados, nomeadamente os relacionados com a interligação do circuito electrónico de potência à rede da EDP e ao TOKAMAK, os sistemas de protecção e controlo do conjunto e a caracterização experimental.

6. Agradecimentos

Para o sucesso desta realização diversas pessoas e entidades deram o seu contributo. Neste momento, uma palavra de reconhecimento para o Prof. Carlos Varandas (CFN) que, face a soluções já comprovadas, aceitou o desafio proposto pela indústria nacional. À empresa FRAEP, que na pessoa do Engº Vitor Anunciada teve a ousadia de lançar o desafio, agradece-se o convite para a direcção do projecto. Aos Engºs

Sobre o Autor

João José Esteves Santana é Professor Associado da Secção de Máquinas Eléctricas e Electrónica de Potência do Departamento de Engenharia Electrotécnica e de Computadores, IST, UTL, CAUTL/INIC.

TÉCNICA
revista de Engenharia - 92

difusão Thomson, plasma, tokamak, densidade do plasma, temperatura electrónica, espectrómetro

Thomson scattering, plasma, tokamak, plasma density, electron temperature, spectrometer

R. Vigário, C.A.F. Varandas, M.P. Alonso, J.L. Pinto, W. Toledo, H. Figueiredo and J.A.C. Cabral
Associação EURATOM/IST - Centro de Fusão Nuclear, IST, UTL

THE THOMSON SCATTERING DIAGNOSTIC FOR THE TOKAMAK ISTTOK

Resumo

análise por difusão de Thomson é uma técnica muito usada na medição da densidade e da temperatura electrónica de um plasma laboratorial. Neste trabalho apresentamos os princípios básicos e o projecto do diagnóstico de difusão de Thomson do 'tokamak' ISTTOK.

Abstract

Thomson scattering of light is a commonly used technique for measuring electron temperature and density of a laboratory plasma. In this paper we present the basic principles and the general design of the Thomson scattering diagnostic for the 'tokamak' ISTTOK

1 Introduction

Laser beam diagnostics are very often used as a means for active probing of plasmas, without distortion of the plasma parameters. Depending on the specific laser-plasma interaction involved (absorption, refraction or scattering) information on a wide variety of plasma parameters can be obtained with high spatial and temporal resolutions.

In this paper we present the basic principles and the general design of the Thomson scattering diagnostic used in the tokamak ISTTOK [1] for electron temperature and plasma density measurements.

ISTTOK is a small tokamak that was assembled from the basic components of the tokamak TORTUR, which was discommissioned in 1988 by the EURATOM/FOM Association, in Nieuwegein, The Netherlands. The diagnostics, the control units and the data acquisition system for ISTTOK have been designed and installed by portuguese physicists, engineers and technicians.

2 Basic Principles

When an electromagnetic wave interacts with a moving charged particle, a scattered wave is emitted showing a Doppler shift of the wavelength due to the motion of the charge [2]. For a large collection of scattering centres, we have to consider both space and velocity distributions of these charges.

It has been demonstrated [3] that if the wavelength of the incident radiation (λ_i) is much smaller than the Debye length (λ_D), so that $\alpha=\lambda_i/\lambda_D<<1$, the collection of scattering centres can be treated as having a random spatial distribution. Under these conditions, scattering is said to be incoherent and the scattered power has a spectral distribution similar to the velocity distribution of the scattering centres. Considering relativistic corrections, it can be shown [3,4,5] that the scattered power is written as

$$P_s(\lambda_s)d\lambda_s d\Omega = \frac{P_i r_0^2 n_0 L}{2\sqrt{n}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}\left[1-3.5\frac{\Delta\lambda}{\lambda_i}+\frac{c^2\Delta\lambda^3}{4v_{th}^2\lambda_i^3\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right]\frac{c}{v_{th}}\exp\left(-\frac{c^2\Delta\lambda^2}{4v_{th}^2\lambda_i^2\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right)\frac{d\lambda_s}{\lambda_i}d\Omega \quad (1)$$

where v_{th} is the thermal velocity $(2kT_e/m_e)^{1/2}$, $\Delta\lambda$ is the wavelength shift, P_i is the incident power, r_0 is the electron's classic radius (r_0=2.8196×10^{-13} cm), L is the length of the scattering region, n_0 is the plasma density and θ is the scattering angle. The exponential term is a consequence of assuming a maxwellian velocity distribution. In this

The 'ISTTOK Project' has been supported by 'Instituto Superior Técnico', 'Junta Nacional de Investigação Científica e Tecnológica' and European Atomic Energy Community (EURATOM)

Original submetido para publicação em 16 de Março de 1992

For the low electron temperatures expected in ISTTOK no relativistic effects need to be taken into account. The wavelength shift is sufficiently small to neglect the terms of order higher than zero in the polynomial factor. Introducing a normalised wavelength shift

$$x = \frac{\lambda_s - \lambda_i}{\lambda_i} \tag{2}$$

we have

$$P_s\, dx\, d\Omega = \frac{P_i r_0^2 n_0 L}{2\sqrt{\pi}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \frac{c}{v_{th}} \exp\left(-\frac{c^2 x^2}{4 v_{th}^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right) dx\, d\Omega \tag{3}$$

which has a convenient form to show, except for a scale factor, the independence of P_s from the incident wavelength.

The measurement of the electron temperature is based on the Doppler broadening of the incident wavelength. From the previous expression we have for the width at *1/e* of the peak

$$\Delta x_{1/e} = 2\frac{2 v_{th}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{c} = 7.911\times 10^{-3}\sqrt{T_e}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{4}$$

with the electron temperature (T_e) in eV.

The plasma density can be calculated from the amplitude of the spectrum only after absolute calibration. Then the scattered power is retrieved from the detection signal to give for x=0:

$$P_s(x=0) = P_i n_0 \frac{c}{v_{th}} \frac{r_0^2}{2\sqrt{\pi}} \frac{L}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} = 1.13\times 10^{-23} P_i n_0 \frac{1}{\sqrt{T_e}} \frac{L}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \tag{5}$$

where n_0 and L are expressed in cgs units and T_e in eV.

3 Expected range of plasma parameters

A portuguese team made about sixty shots in Nieuwegein, operating TORTUR at conditions similar to those which are expected for the ISTTOK operation: a toroidal magnetic field equal to 0.45 T and a plasma current of about 5 kA.
Figure 1 presents a typical output obtained with the TORTUR Thomson scattering diagnostic [6].

Figure 2 shows the histograms of the measurements (T_e and n_0) made with this diagnostic. From these data we expect that, also in ISTTOK, the electron temperature shall be in the range

$$27 \le T_e \le 175 \text{ eV}$$

and the plasma density in the range

$$1\times 10^{12} \le n_0 \le 7\times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

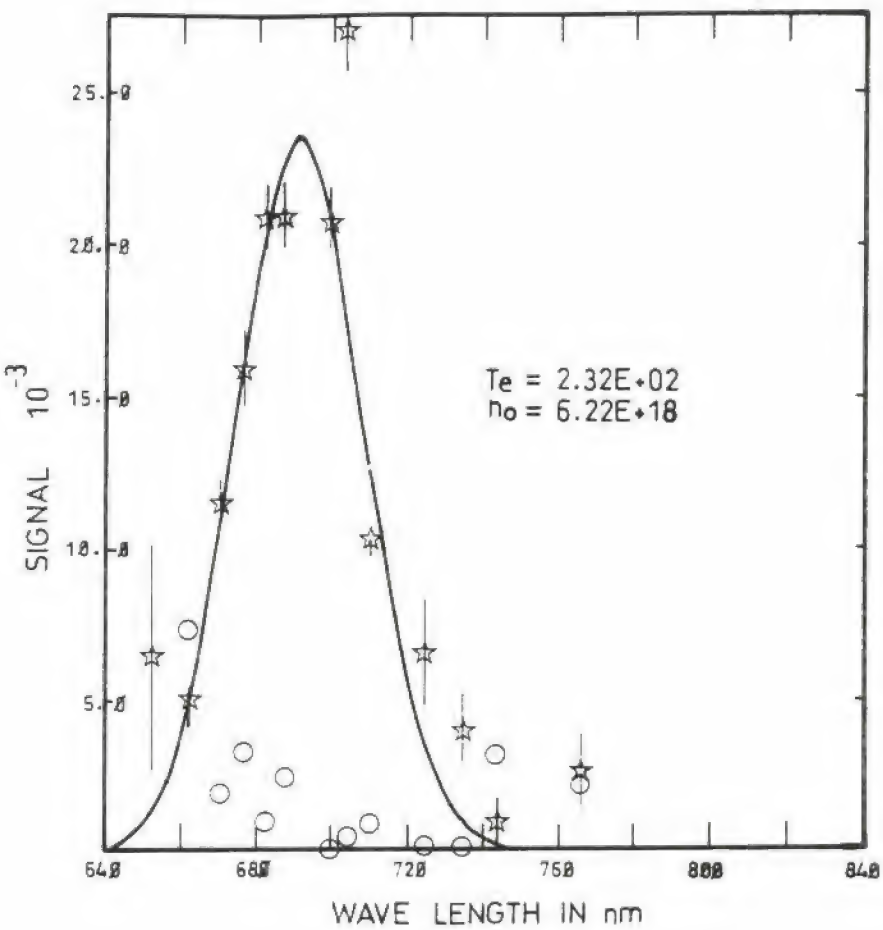


figure 1 A typical Thomson scattering output

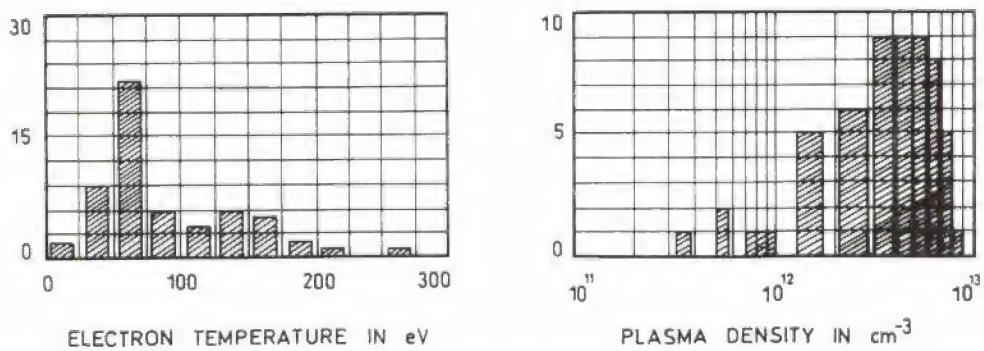


figure 2 Histograms of the electron temperature and the plasma density measurements made with the Thomson scattering diagnostic of the tokamak TORTUR.

For these ranges of plasma parameters, the condition for incoherent scattering is fulfilled, since $\alpha=\lambda_i/\lambda_D$ ranges between 10^{-3} and 10^{-2}. For the low temperatures involved the wavelength spectrum of the scattered light can be represented by a gaussian without relativistic correction.

4 General set-up for the diagnostic

In this section our attention is focused on the general layout of this diagnostic, the geometric constraints imposed by the experimental device, the spectrometer and detector design, the laser characteristics, and, finally, the data acquisition interface.

4.1 General layout

The experimental set-up of the Thomson scattering diagnostic for a measurement at one position in the plasma is presented in Figure 3.

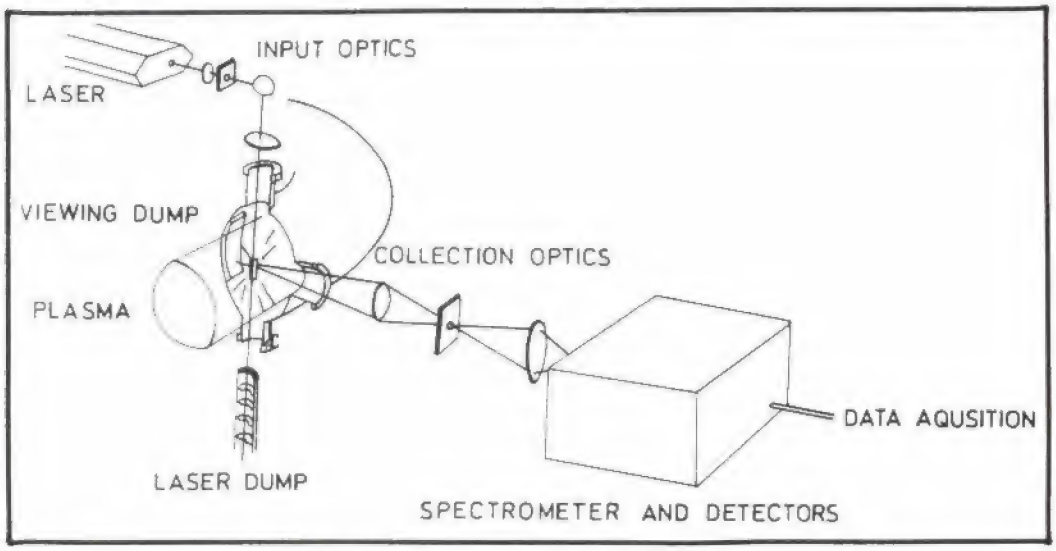


figure 3 The experimental set-up of the Thomson scattering diagnostic

The incident electromagnetic power is provided by a laser beam, which is guided by a series of suitable mirrors and crosses the plasma column. Generally, ruby and neodynium lasers are used in this type of diagnostic. For our purpose a Nd:glass laser (1054 nm) was chosen to avoid its output frequency overlapping the spectral range of impurity line radiation from the plasma (the radiative transitions are mainly in the neighbourhood of the ruby laser frequency (λ=694.3 nm)).

The light emitted by the scattering volume is collected within the solid angle by a lens system and guided into the spectrometer, which is connected to the data acquisition system. The length of the scattering region (L) is limited by the aperture of the optical elements and determines the spatial resolution. Generally, the lens system is chosen such that the scattering volume is imaged on the detector dimensions.

For ISTTOK a scattering angle of 90° and L=1 cm were chosen.

We now evaluate the maximum solid angle $\Delta\Omega$ allowed by the tokamak ports. There are three ports available in ISTTOK for Thomson scattering measurements (figure 4), with a diameter of 38 mm. Window 1 can be used for profile measurements. It has the largest exit port diameter of the three and the laser beam crosses the plasma at a minor radius of 22.5 mm. This allows a high solid angle at a small distance from the plasma centre. Windows 2 and 3 have a smaller exit port diameter. In the former the laser beam crosses the plasma at r=60 mm, in the latter at r=5 mm. The maximum solid angles for each viewing port are given in the Table 1. These values will be used for calculations and system dimensioning.

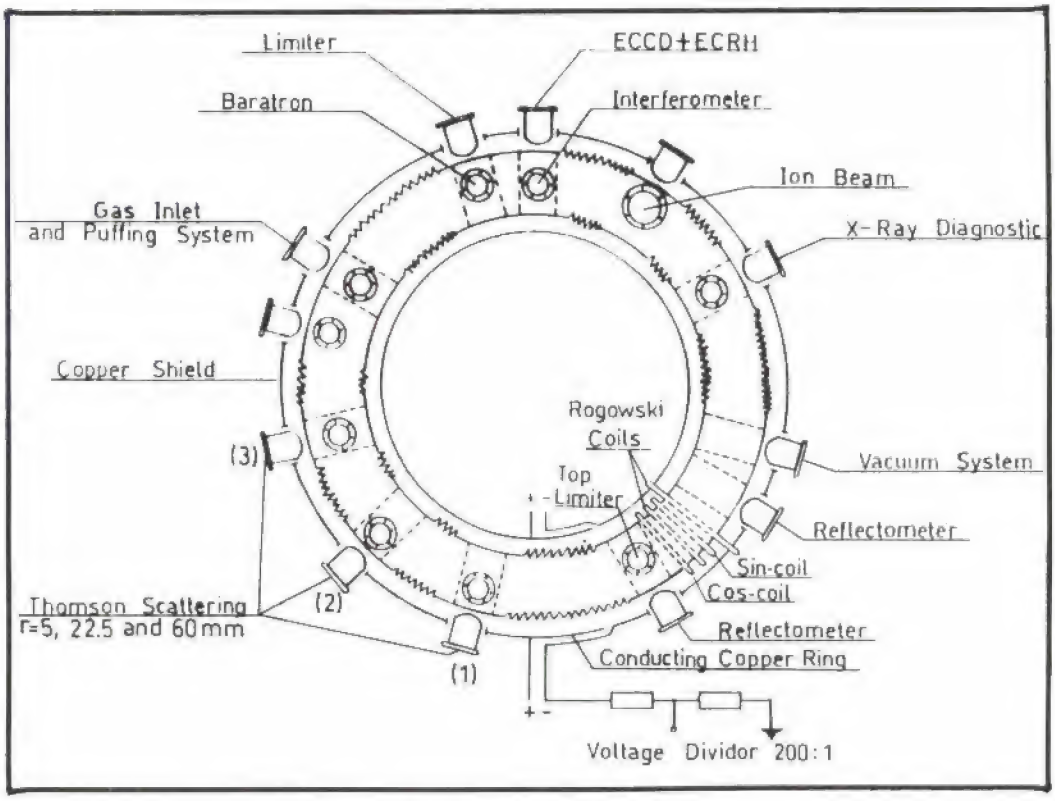


figure 4 Schematic view of the ISTTOK diagnostics

Table 1

Port	r (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)
1	22.5	236
2	60	142
3	5	55

In the first phase of operation of this diagnostic we will perform single point measurements. By doing measurements of successive and reproducible discharges, obtained with the same external parameters, we expect to obtain profiles of the plasma density and electron temperature, alternately using the three entrance ports at r=5, 22.5 and 60 mm.

In the second phase we will do measurements simultaneously at two points in the same discharge, using a beam splitter to distribute the laser over the two entrance ports at 5 and 60 mm. In this phase two collecting systems and two spectrometers are needed.

Finally, in the third phase we will do measurements at four points (at two different radial and vertical positions) in the same discharge, again using a beam splitter and two entrance ports. However in this case four collecting systems and two spectrometers, each one with two inputs, are needed. The two collecting systems are connected to the same spectrometer through fiber bundles with different lengths in order to create an adequate delay between the two signals.

Since the minimum time between two consecutive laser shots is much greater than the duration of the ISTTOK discharges, we can only do single time measurements. The temporal variations of the plasma density and electron temperature will be obtained from successive and reproducible discharges by varying the instant of time at which the laser is fired.

4.2 Optics

There are two optical systems in this diagnostic. The first one is to transport the laser beam to the entrance port, to image the beam onto the scattering volume and to dump the laser beam after crossing the plasma column; the second one is for collecting and resolving the scattered power.

The first system is mainly composed by mirrors (to guide the beam to the entrance port), focusing lens and the entering port window. In the bottom side of the vacuum chamber there is a laser dump. Special diaphragms are used in both sides to avoid the stray light. These optical components must be adequate to sustain the very high intensity of the laser beam, which is necessary regarding the low densities expected in a common ISTTOK plasma.

The second system includes the output port window, an objective lens, a fiber bundle, a spectrometer and the final lens in front of the detectors. A similar study [7] showed that it is reasonable to expect an overall transmission of 10 to 20%.

4.3 Spectrometer

As was previously referred (equation (5)), the plasma density is, roughly speaking, calculated by measuring the amplitude of the scattered light, and the electron temperature from the spectral width. We have, therefore, to measure the scattered power transmitted to a number of spectral channels in order to reconstruct the spectrum. A trade-off does exist between spectral accuracy (high number of channels), feasibility (since many channels imply a low signal level in each one) and price.

Assuming that the plasma is in thermal equilibrium, the spectrum of the scattered light must be a gaussian (equation (3)) that can be obtained from the amplitudes given by, at least, two channels [8]. A third channel is also used to provide confirmation of the assumption of the plasma thermal equilibrium.

Since we are not absolutely sure to have always an equilibrium distribution, it is thought useful to measure more accurately the scattered spectrum, specially in some critical cases, like heating and current drive with electron cyclotron waves. In this case the distribution function is likely to be distorted. For that, we need at least 20 spectral channels. To cover the range $50 \leq T_e \leq 300$ eV and for the Nd:glass laser wavelength, the required spectrometer should be able to measure the range 1054 ± 150 nm, with a resolution better than 2 nm for each channel.

Spectrometers, generally, consist of a diffraction grating or a sequence of interference filters, and detectors. In the first case the light is dispersed according to its wavelength and transmitted to an appropriate number of detectors. In the second case light within the passband of the first filter will be transmitted to the first detector; light outside this passband will be reflected to the second filter and so on.

During the ISTTOK inductive operation, we will use a spectrometer with three interference filters (figure 5), covering the bands 1054-1042 nm, 1042-1024 nm and 1024-964 nm [9]. In order to minimise the effect of stray light, the laser wavelength will be filtered.

For the ISTTOK non-inductive operation, with electron cyclotron current drive, we will increase the number of spectral channels up to twenty, for the above mentioned reasons. In this case we will probably use a spectrometer with a diffraction grating [6].

The detectors more often used in Thomson scattering diagnostics are photomultipliers [6] and avalanche photodiodes [7,10].

At ISTTOK we use avalanche photodiodes because they have high performance in the infrared region. The quantum efficiency is high (up to 80%) and the active area is large enough to allow good optical matching of étendue with the scattering length.

In choosing the right type of avalanche photodiode, we have to make a trade-off between performance and an enhanced noise level, which is due to avalanche multiplication.

We have chosen RCA's avalanche photodiode C30950, or a modified version of it, as is used in ASDEX [11,12] as well as in TORE SUPRA [13]. Its characteristics, at 900 nm, are 3×10^5 V/W , a quantum efficiency (η) of (dropping to about 30% at 1.06

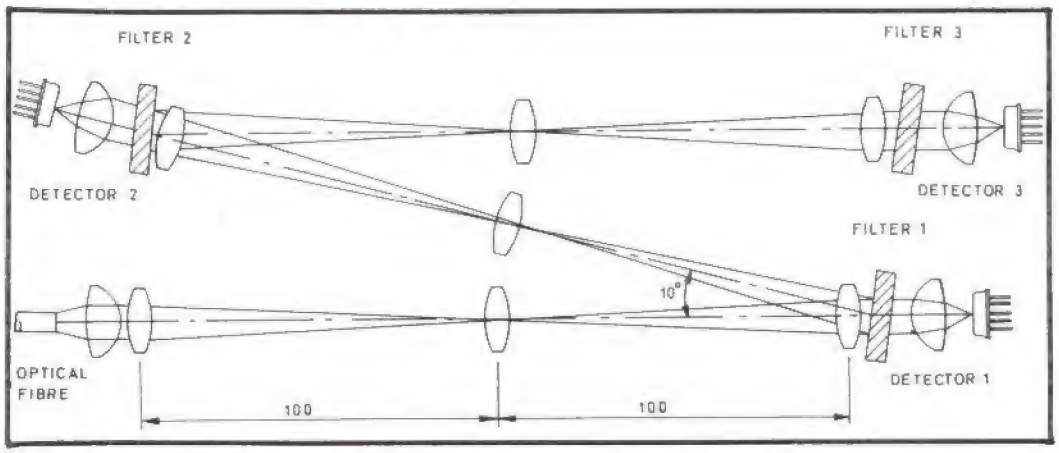


figure 5 Schematic drawing of a spectrometer with three interference filters

μm, about the wavelength of Nd lasers) and a noise equivalent power of around 10^{-13} W/Hz$^{1/2}$. It can be shown [8,9] that the noise arising from the avalanche multiplication has the effect of lowering the quantum efficiency to give an effective efficiency $\eta_{eff} = \eta / F$, where F is the excess noise factor due to the avalanche multiplication. F varies from 5 to 10 for a gain ranging between 25 and 100 [7,10].

4.4 Signal-to-noise ratio

Integrating equation (3), the power scattered from a plasma region with length L within a solid angle $\Delta\Omega$ and transmitted into a detector can be written as :

$$\Sigma = 1.13\times10^{-23} P_i n_0 \frac{L}{\sqrt{T_e}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} T\,\Delta\Omega\,\Delta x_{1/e}\frac{1}{N}\frac{1}{2} \qquad (6)$$

where we have included the incident laser power (P_i) the overall transmission (T) of the optical system, the solid angle ($\Delta\Omega$), and the spectral with ($\Delta x_{1/e}$). The factor $1/N$ accounts for the desired number of channels (N) whereas the factor 1/2 results from considering a channel detecting on the average only half the maximum spectral power. Using the expected values of density and temperature, a laser power of 100 MW, and the geometric factors mentioned, we obtain typical values of $\Sigma\approx1$ nW for N=20.

The light emitted by the plasma itself (Bremsstrahlung, line radiation due to electronic transitions and recombination radiation) will give an undesired background contribution

to the total detector output. We can only give estimation of the Bremsstrahlung since the discontinuous spectrum of bound-bound or free-bound transitions strongly depends on the impurities in the ISTTOK plasma, for which we have up to now no estimate.

The Bremsstrahlung level for a hydrogen plasma is given by [3].

$$P_b \, d\Omega \, d\lambda_s = 2.09 \times 10^{36} \frac{n_0^2}{\lambda_i^2 \sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{1.24 \times 10^{-4}}{\lambda_i T_e} \right) V_p \frac{\Delta\Omega}{4\pi} d\lambda \quad (7)$$

We can make the rough assumption that the total plasma light has about 100 times the Bremsstrahlung level (without taking into account the line radiation from electronic transitions). If we choose an incident wavelength in the infrared region, we can expect the levels of transition radiation to be negligible.

To estimate the ratio of scattered to plasma background light (signal to noise ratio (SNR)), we will use an expression derived in [7] and [10], which includes the scattered power Σ measured by each detector, the power level of plasma light (P_{pl}), the noise equivalent power (*NEP*) and the effective quantum efficiency (η_{eff}):

$$\frac{S}{N} = \frac{\Sigma}{\sqrt{\frac{h\nu L i}{\tau \eta_{eff}}} \sqrt{\Sigma + 2\left(P_{pl} + \frac{NEP^2 \eta_{eff}}{2h\nu_i} \right)}} \quad (8)$$

In that expression τ is the time during which the detector is measuring scattered power. This means that SNR depends on the bandwidth of the detection system. Obviously, in order to minimise the plasma light collected during a measurement, it is convenient to let τ approach the laser pulse length.

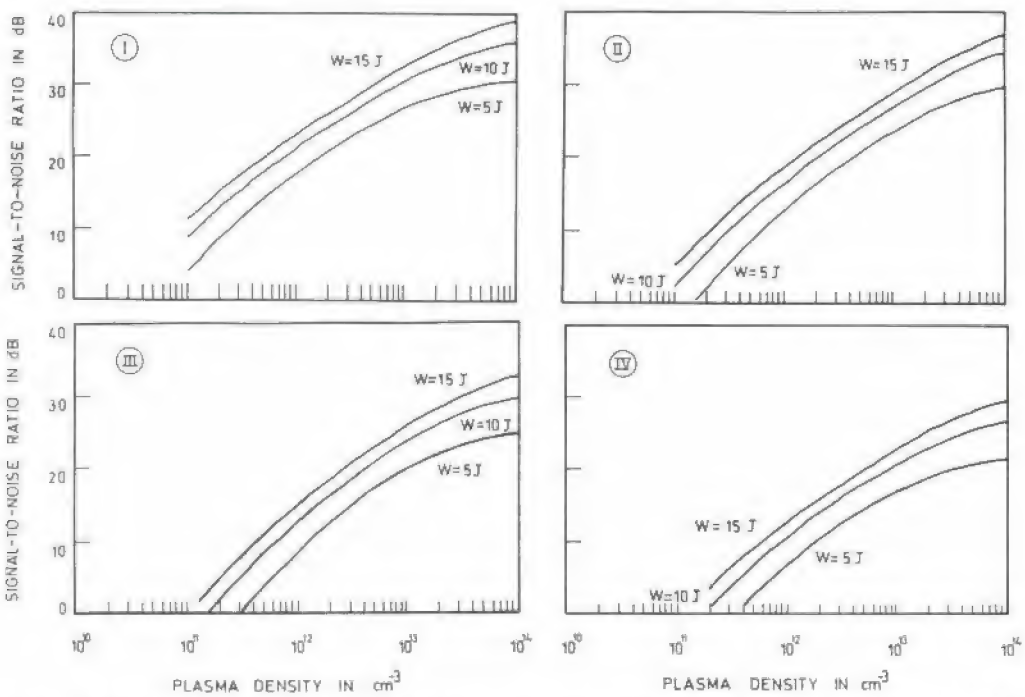


figure 6 Variation of the signal-to-noise ratio with the plasma density, for different laser energies. Other parameters: $\tau=2\times10^{-8}$ s, N=20, η=0.3; I) T=0.2, Ω=100 msr, F=5; II) T=0.2, Ω=40 msr, F=5; III) T=0.2, Ω=40 msr, F=10; IV) T=0.1, Ω=40 msr, F=10.

With the numerical assumptions mentioned throughout this paper, and for a Nd:glass laser, the SNR has a dependence on the plasma density which is shown in figure 6. Curves have been calculated for different laser energies (5, 10 and 15 J), and with τ equal to the pulse length.

The most optimistic, still realistic, situation is presented in figure 6I. It corresponds to a transmission factor of 20%, a solid angle of 100 msr, and a relatively low avalanche gain excess noise F of order 5. With these parameters, we can see that a SNR of over 20 dB (which is an adequate value for the detection system) can be obtained with a 10 J laser for a plasma density of about 10^{12} cm^{-3}. Figures 6II, 6III and 6IV correspond to less optimistic parameters. If the transmission is as low as 10%, a solid angle of 40 msr is chosen and if the signal is so weak that a high avalanche gain is required, implying a high F of order 10, we will encounter the most pessimistic conditions considered. For them we can see (figure 6IV) that a SNR of 20 dB or higher can only be achieved with a 15 J laser with a detection limit of 5×10^{12} cm^{-3}.

4.5 Laser characteristics

We can also calculate the required laser energy (W_l) to achieve a required signal to noise ratio, by rewriting equation (8)

$$W_l = P_l\tau = \frac{\left(\frac{S}{N}\right)^2 h\nu}{2\Sigma\eta_{eff}}\left[1+\sqrt{1+\frac{8\eta_{eff}\tau}{\left(\frac{S}{N}\right)^2 h\nu}\left(P_{pl}+\frac{NEP^2\eta_{eff}}{2h\nu}\right)}\right] \quad (9)$$

As for the SNR, the required laser power dependence on some parameters described earlier, is shown in figures 7 e 8 represents the SNR dependence on the laser energy for different plasma densities. We can conclude that detection with at least SNR=14 dB at $n_e=10^{12}$ cm^{-3} could only be done with a 20 J laser.

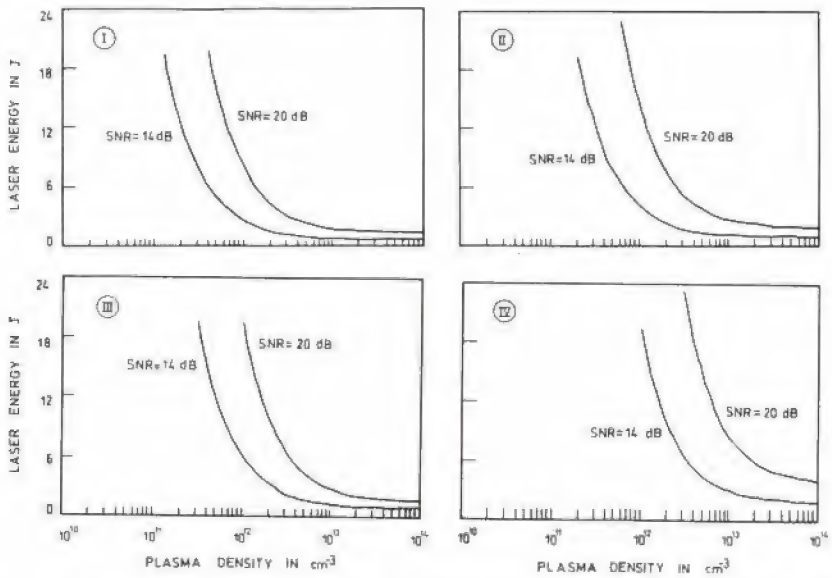


figure 7 The required laser energy as function of the plasma density, for SNR equal to 14dB and 20dB. Other parameters: $\tau=2\times10^{-8}$ s, N=20, η=0.3; I) T=0.2, Ω=100 msr, F=5; II) T=0.2, Ω=100 msr, F=10; III) T=0.2, Ω=40 msr, F=5; IV) T=0.1, Ω=40 msr, F=10.

In agreement with previous considerations, we decided to buy the Quantel PG 38 Nd:Phosphate glass laser, which has the following main characteristics: 25 J of maximum output energy, pulse duration equal to 25 ns, 0.4 mrad of divergence at 90% energy, beam diameter equal to 25 mm, spectral width of about 2 nm, linear polarisation and repetition rate of 4 shots per minute.

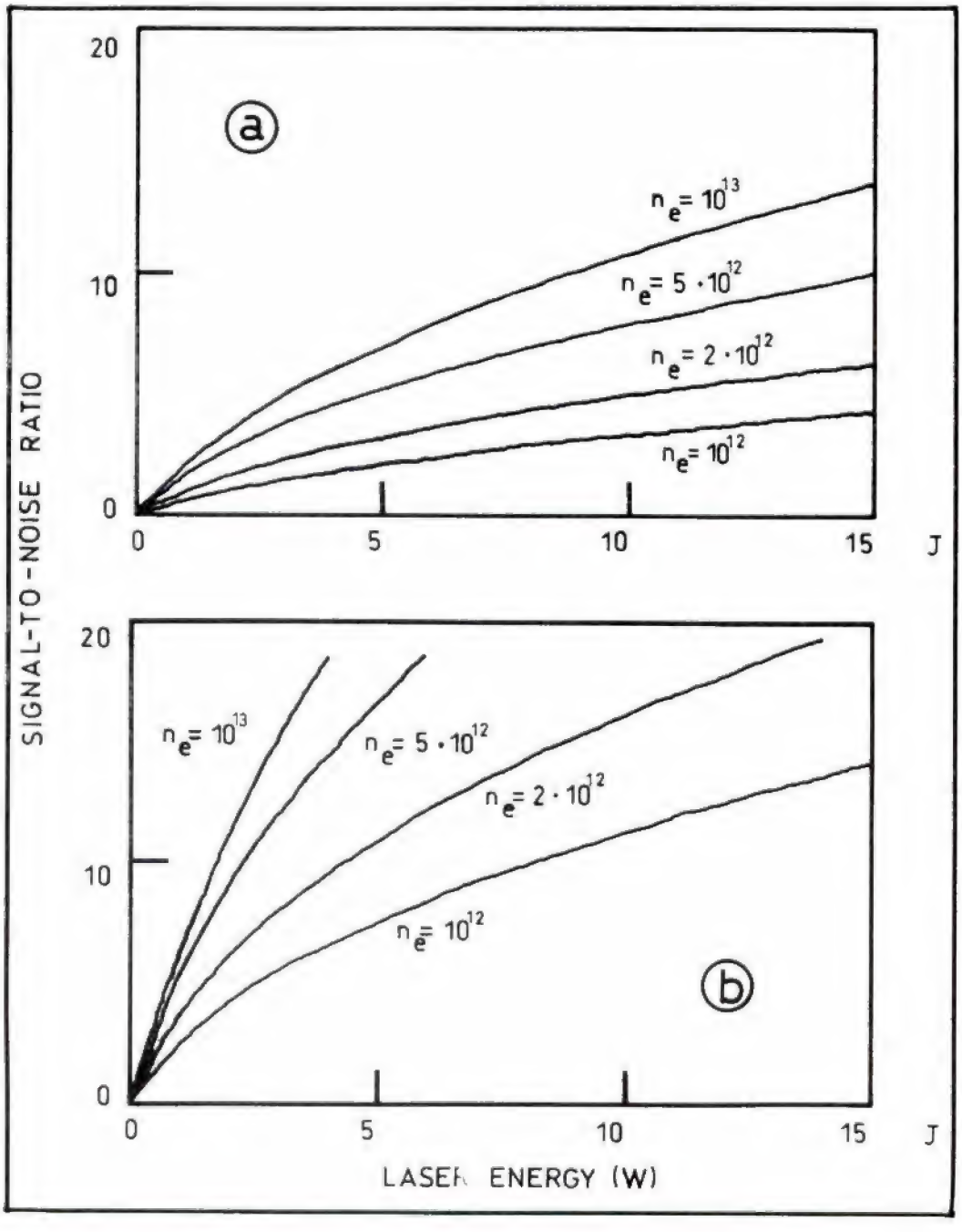


figure 8 Variation of the signal-to-noise ratio with the laser energy for different plasma densities. Other parameters: $\tau = 2 \times 10^{-8}$ s, $N=20$, $\eta=0.3$; I) $T=0.1$, $\Omega=40$ msr, $F=10$; II) $T=0.2$, $\Omega=100$ msr, $F=5$.

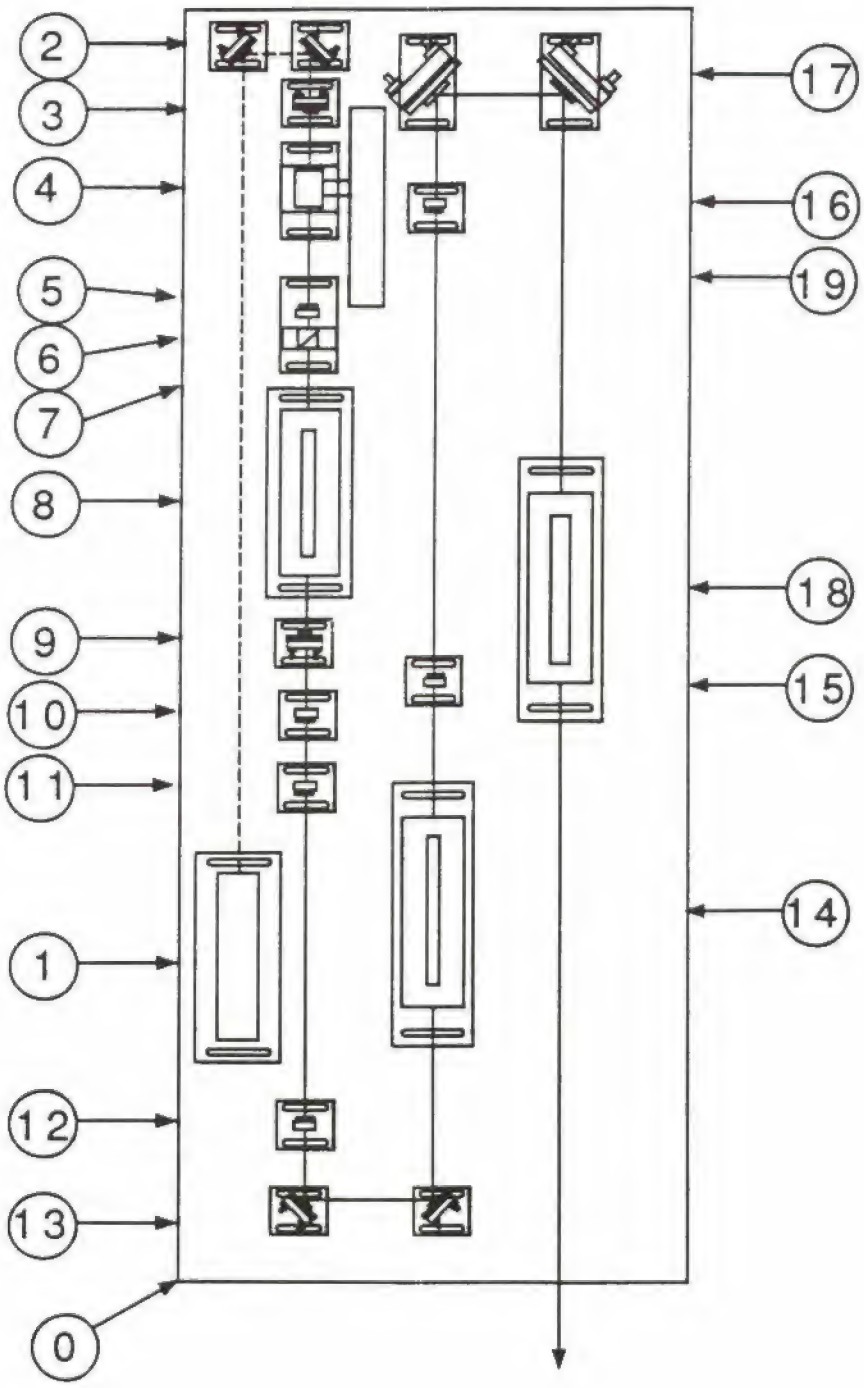


figure 9 The schematic drawing of the PG 38 QUANTEL laser. Listing of components: 1) HeNe laser; 2) Flat total reflection mirror for HeNe; 3) Total reflection mirror for 1.054 μm (concave radius = 2.5 m); 4) Pockels cell; 5) Quarter wave plate; 6) Glan Taylor prism with 4 side antireflection coating; 7) Diaphragm (5.5 mm diameter); 8) Oscillator head SF 61107; 9) Output mirror; 10) Half wave plate; 11) Diverging lens (focal length = -600 mm); 12) Converging lens (focal length = +1000 mm); 13) Flat total reflection mirror for 1.054 μm, i=450; 14) Amplifier head SF 320 16; 15) Diverging lens (focal length = -600 mm); 16) Converging lens (focal length = +800 mm); 17) Rmax mirrors at 1.054 μm, i=450; 18) Amplifier head SF 320 25; 19) Electronic box of pockel cell EO 401.

Figure 9 gives a schematic overview of the laser components. The main components are the oscillator and two amplifiers. The oscillator consists of a cavity mirror, the amplifying medium and the electro-optic trigger. The two cavity mirrors are the total reflectivity concave mirror and the output mirror, which has a gaussian reflectivity profile. The amplifying medium is a phosphate-glass rod doped with Neodymium surrounded by two linear flash lamps. The two amplifiers are also equipped with a phosphate glass rod and have six or eight linear flash lamps, distributed around the glass rod. The two amplifiers receive a maximum electric energy of 8000 J each. The oscillator and amplifiers are cooled by a closed circuit of deionized water.

4.6 Data acquisition interface

The detector outputs will be connected to adequate electronic units and, afterwards, to a data acquisition system that must fulfil the following requirements: (i) be fast enough with respect to the signal duration which is of the order of 30 nanoseconds; (ii) be suitable to handle the following set of measurements during each shot: (a) the detector outputs; (b) the incident laser power into the plasma (it is expected that the laser pulse power will not be entirely reproducible); and (c) the plasma background light some μs around the laser pulse (it is advisable to make measurements before and after the laser pulse in order to eliminate the plasma fluctuations).

In the first and second phases of operation of this diagnostic (measurements at one or two radial positions, using 3-channels spectrometers) the detector outputs will be connected, after appropriate delays, to one or two channels of a digitalizing oscilloscope with the following characteristics: 250 MHz of bandwidth and 1 Gigasample of sampling rate for single shot operation. In the third phase of the Thomson scattering operation (measurements at two different radial and vertical positions, using 3-channels spectrometers) and during the ISTTOK non-inductive operation (measurements with 20-channel spectrometers), the detector output signals will be led to analog-to-digital conversion (ADC) modules. Each module has 12 10-bit input channels, with a minimum resolution of 0.25 pC, separate gates and conversion time of 60 μs. In both cases, the ADC modules and the oscilloscope will be controlled by the ISTTOK control and data acquisition system.

5 Conclusions

In this paper, an outline is given of the Thomson scattering diagnostic which is going to be used at the tokamak ISTTOK.

From considering the required signal-to-noise in the expected density range, we have concluded that a 25 J Nd:glass laser will be suitable to give information on the electron temperature and plasma density of the ISTTOK plasma, in a low magnetic field (0.45 T). Simultaneous single time measurements at two or three radial positions, using 3-channel or 20-channel spectrometers, are envisaged.

We hope to achieve accuracies of 1.5 to 7% for T_e measurements and 10% for n_0 measurements.

In a next paper we will present the details of the beam transport line as well as of the scattered light collection systems, and the calibration method for plasma density measurement.

References

[1] Varandas, C.A.F. et al. (1991). The tokamak IST-TOK, *1° Congresso Brasileiro de Física*, Santos, December, **I**, 275.

[2] Jackson, J.D. (1962). *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York.

[3] Sheffield, J. (1975). *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*, Academic Press.

[4] Pechacek, Trivelpiece (1967). *Phys. Fluids*, **10**, 1688.

[5] Mattioli, M., Papoular, R. (1974). *Plasma Phys.*, **17**, 165.

[6] Barth, C.J. (1989). *Thomson Scattering Measurements of the Electron Velocity Distribution Function in the TORTUR Tokamak*, Thesis.

[7] Röhr, H., Steuer, K.H., Hirsch, K., Salzmann, H. (1980). Design study for the JET diagnostic system: quasi-continuous laser scattering, *IPP III/55 IPF 80-2 Jan 1980*, Internal Report.

[8] Lasalle, J., Platz, P., (1979). *Appl. Opt.*, **18**, (24), 4124.

[9] Evans, D.E., Forrest, M.J., Wilcock, P.D., Pollard, I.E. (1991). A Thomson Scattering System to Measure Electron Temperature on ISTTOK, *AEA Fusion*, Culham.

[10] Webb, McIntyre, Conradi (1974). *RCA Review*, 35(2), 234.

[11] Röhr, H., Steuer, K.H., Murmann, H., Meisel, D. (1987). Periodic multichannel Thomson scattering in ASDEX, *IPP III/121 B Jul. 1987 Internal Report.*

[12] Röhr, H., Steuer, K.H., Murmann, H., Meisel, D., Schramm, G. (1982). *Nuc. Fus.*, 22(8), 1099.

[13] Agostini, E., Chies, T., Lasalle, J., Moulin, B., Platz, P., *The Thomson Scattering Systems of Tore SUPRA. First results.* Internal Report.

About the Authors

R. Vigário is an Assistant at Departamento de Física, Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa.

C.A.F. Varandas is an Associate Professor at Departamento de Física, Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa.

M.P. Alonso is a Master Student at Departamento de Física, Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa.

J.L. Pinto is an Associate Professor at Departamento de Física, Universidade de Aveiro.

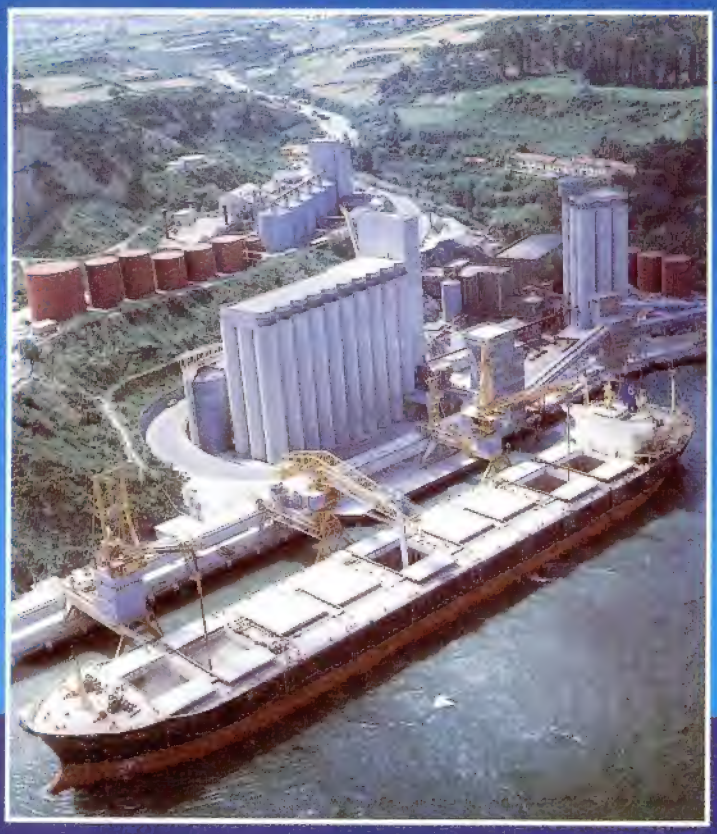
W. Toledo is working with a EURATOM grant as post-Doc. at Centro de Fusão Nuclear, Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa.

H. Figueiredo is an Engineering Student, Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa.

J.A.C. Cabral is a Coordinating Researcher at Centro de Electrodinânica, Instituto Nacional de Investigação Científica and an Invited Full Professor at Departamento de Engenharia Electrotécnica e de Computadores, Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa.

Terminal Graneleiro de Palença/Almada

Bulk Terminal Facilities of Palença/Almada



A PORTA DA FRENTE
PARA A PENÍNSULA IBÉRICA

YOUR FRONT DOOR
TO PORTUGAL AND SPAIN

electrodinâmica relativista, tétradas ortonormadas, meios acelerados,
relações constitutivas

relativistic electrodynamics, orthonormal tetrads, accelerated media,

Maria Hermínia Marçal
Centro de Electrodinâmica, IST, UTL

CONSTITUTIVE RELATIONS IN INVARIANT FORM

Resumo

As componentes de um vector segundo uma tétrada gozam da propriedade de serem invariantes numa transformação de coordenadas. Além disso, mostra-se, existem situações em que esses invariantes coincidem com as componentes tensoriais num dado referencial de inércia. Nesta acepção designam-se por "fisicamente mensuráveis", já que há referenciais onde ganham significado físico.

Tirando partido dessas propriedades conseguiu-se uma escrita universal para as relações constitutivas entre componentes invariantes e mostrou-se que essas relações são formalmente análogas às que se verificam em referenciais de inércia.

Abstract

Taking advantage of tetrads' properties, entities are constructed which, besides being invariant in an arbitrary transformations of coordinates also have a precise meaning: they coincide with physical quantities (fields, inductions) measured by a given observer. In other words, those 'invariants' coincide with measurable quantities. Thus, an invariant and universal form of constitutive relations is obtained which can be easily interpreted.

1 Introduction

It is a consequence of the fundamental properties of tensors that they are covariant in a holonomic transformation of coordinates.

In the context of Minkowski formulation, Maxwell equations are truly tensor equations which, in an arbitrary system of coordinates, may be written as

$$D_k G^{ik} = J^i \tag{1.a}$$

$$D_k {}^*F^{ik} = 0 \tag{1.b}$$

where D_k means the covariant derivative and G^{ik} and $^*F^{ik}$ are two antisymmetric second order tensors with six independent components each.

In a pseudo-euclidean coordinate system each tensor component coincides with a physical component of a given field. Thus we have

$$G^{oik} = \begin{bmatrix} 0 & H_3 & -H_2 & -cD_1 \\ -H_3 & 0 & H_1 & -cD_2 \\ H_2 & -H_1 & 0 & -cD_3 \\ cD_1 & cD_2 & cD_3 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.a}$$

$$^*F^{oik} = \begin{bmatrix} 0 & -E_3 & E_2 & -cB_1 \\ E_3 & 0 & -E_1 & -cB_2 \\ -E_2 & E_1 & 0 & -cB_3 \\ cB_1 & cB_2 & cB_3 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.b}$$

where ***E***, ***H***, ***B*** and ***D*** are respectively the electric and magnetic fields, magnetic and electric inductions measured by an observer at rest in the coordinate system.

The components G^{ik} and $^*F^{ik}$ in any other coordinate system are related to G^{oik} and $^*F^{oik}$ by means of the tensor transformation law and can be easily obtained. However they may not have a direct physical interpretation when considered individually or independently of the basis vectors and this fact should be kept in mind.

In what concerns relations between the fields, constitutive relations, it is convenient to express them with the same degree of generality that it was achieved with Maxwell equations.

With this purpose a universal form of constitutive relations has been searched for, that is, a form valid in an arbitrary system of coordinates. Once again what is at stake is to achieve a tensorial writing for the constitutive relations.

Original submetido para publicação em 27 de Março de 1992

Constitutive Relations in Invariant Form

Those authors who have a purely tensor approach, [1], [2], begin by considering the tensor quantities $F_{ik}u^k$, $G_{ik}u^k$, $^*F_{ik}u^k$ and $^*G_{ik}u^k$ which, in fact, in the reference frame where the observer's Minkowski velocity has components u^k=[0,0,0,c], coincide with $\boldsymbol{E}$, $c\boldsymbol{D}$, $c\boldsymbol{B}$ and $\boldsymbol{H}$ respectively. In that reference frame constitutive relations may be written as

$$G_{ik}u^k = c\varepsilon F_{ik}u^k \tag{3.a}$$

$$^*F_{ik}u^k = c\mu\, ^*G_{ik}u^k \tag{3.b}$$

and, postulating that they are truly tensor equations then they will hold in an arbitrary coordinate system.

This approach involves some delicate aspects. Although we shall only consider situations where the constitutive parameters are scalars, which simplifies the problem, even so some difficulties remain. In fact, constitutive relations are those traditionally established between physical components of the fields. In an arbitrary coordinate system tensorial components and physical components do not coincide nor is it possible, in general, to attribute a physical meaning to a tensor component, as we have already mentioned. Thus, a hurried interpretation of relations (3) may lead to conclusions that enter in conflict with usual physical notions. It is indeed sufficient to write (3) in cylindrical coordinates to verify the veracity of the previous statement. In an Euclidean coordinate system, however, everything is simple.

For a material medium in uniform rectilinear motion it is possible to define a comoving reference frame where the metric is pseudo-euclidean everywhere. In that reference frame expressions take their simplest form and the physical meaning is immediate.

For a medium in accelerated motion it is no longer possible to define a comoving reference frame with pseudo-euclidean metric everywhere, although that continues to be possible at a single point. In an infinitesimal region around that point measurements cannot be distinguished from those carried out in the inertial comoving frame, although there exists an equivalent gravitational field. This is a fundamental step in the study of accelerated motion.

In a four-dimensional space a tetrad is any set of four vectors which constitute a basis. Thus any tetrad may be used as a reference frame.

It is always possible to associate a tetrad whose vectors are orthogonal and of unitary length with an observer in accelerated motion. On doing so an orthonormal tetrad is defined which provides a local, comoving reference frame with pseudo-euclidean metric, where a number of problems may be solved with elegance and simplicity, namely the establishment of constitutive relations.

In section 2 the concept of orthonormal tetrad is introduced and some of the tetrad's properties are referred. It will be shown that the components of a tensor along a given tetrad do not depend on the coordinate system, and so will be called "invariants".

In section 3 it will be shown that taking full advantage of this invariance relations can be found which are:

a) universal, because valid in an arbitrary coordinate system;
b) consistent with (3);
c) easily interpreted as fields measured by a given observer.

This subject has been included in a previous, extensive work [3]. Here we are concerned mainly with the establishment of constitutive relations which has been done in a straightforward manner and presenting only the results essential to our purpose.

2 Orthonormal tetrads

In a four-dimensional space any set of four linearly independent fourvectors is called a tetrad. The natural basis $\boldsymbol{e}_i$, i=1 to 4, defined at a given point by

$$\boldsymbol{e}_i = \frac{\partial P}{\partial x^i} \tag{4}$$

is a often used tetrad.

Instead of the natural basis vectors we shall use another set of linearly independent fourvectors, $\lambda_{(a)}$, a=1 to 4. Each one of these fourvectors is defined by its components along the natural basis vectors. The knowledge of the 16 components $\lambda^i_{(a)}$ such as

$$\boldsymbol{\lambda}_{(a)} = \lambda^i_{(a)} \boldsymbol{e}_i \tag{5}$$

defines the tetrad $\lambda_{(a)}$ completely.

Let us now consider those tetrads where each fourvector is orthogonal to the remaining three and of unit length. Taking the first three vectors to be spacelike and the fourth vector timelike, the orthonormality condition may be written as

$$\boldsymbol{\lambda}_{(a)} \cdot \boldsymbol{\lambda}_{(b)} = \eta_{(ab)} \tag{6}$$

where "." means internal product and $\eta_{(ab)}$ has the usual meaning $\eta_{(ab)}$=0, $a \neq b$, $\eta_{(11)}$= $\eta_{(22)}$=$\eta_{(33)}$=-1, $\eta_{(44)}$=1. Another way of expressing the orthonormality condition is

$$g_{ik} \lambda^i_{(a)} \cdot \lambda^k_{(b)} = \eta_{(ab)} \tag{7}$$

The components of a fourvector, $\boldsymbol{A}$, along the tetrad $\lambda_{(a)}$ will be called $A^{(a)}(\lambda)$. Thus we have

$$\boldsymbol{A} = A^{(a)}(\lambda) \boldsymbol{\lambda}_{(a)} = A^i \boldsymbol{e}_i \tag{8}$$

From (5) and (8) there results

$$A^i = A^{(a)}(\lambda) \lambda^i_{(a)} \tag{9}$$

Covariant components of $\lambda_{(a)}$ are defined in the usual way

$$\lambda_{i(a)} = g_{ik} \lambda^k_{(a)} \tag{10}$$

and in what concerns the indexes between parentheses the following rule is imposed

$$\lambda^{(a)}_i = \eta^{(ab)} \lambda_{i(b)} \tag{11.a}$$

$$\lambda^i_{(a)} = \eta_{(ab)} \lambda^{i(b)} \tag{11.b}$$

where $\eta^{(ab)}$=$\eta_{(ab)}$.

Constitutive Relations in Invariant Form

As a consequence of (11) and the orthonormality condition (7) we obtain consecutively

$$\lambda_i^{[c]}\lambda^i_{(b)} = \delta^{[c]}_{(b)} = \delta^c_b \tag{12.a}$$

$$\lambda_i^{[a]}\lambda^k_{(a)} = \delta^k_i \tag{12.b}$$

and the inverse relations of (9)

$$A^{[a]}(\lambda) = A^i\lambda_i^{[a]} \tag{13}$$

The result of the contraction of two fourvectors is a scalar. Thus the components $A^{(a)}(\lambda)$ are scalars which means that they are invariant in a transformation of coordinates.

Given two orthonormal tetrads, **μ** and λ, defined at the same point and related by

$$\mu^i_{(b)} = L_{(b)}{}^{[a]}\lambda^i_{(a)} \tag{14.a}$$

$$\mu_i^{[c]} = L^{[c]}{}_{(a)}\lambda_i^{[a]} \tag{14.b}$$

it may be concluded from (12) that

$$L^{[c]}{}_{(a)}L_{(b)}{}^{[a]} = \delta^{[c]}_{(b)} \tag{15}$$

This is yet another way of expressing the orthonormality condition. In fact the coefficients that relate the Euclidean coordinates in a Lorentz transformation also verify (15). The indexes between parentheses are usually called "Lorentz indexes".

In what concerns the components of ***A*** along the tetrads **μ** and λ identical relations appear. We have

$$A^{[c]}(\mu) = L^{[c]}{}_{(a)}A^{[a]}(\mu) \tag{16.a}$$

$$A_{(b)}(\mu) = L_{(b)}{}^{[a]}A_{[a]}(\lambda) \tag{16.b}$$

What has been said is easily generalised to higher order tensors. We have for example

$$A^{ij}{}_k = \lambda^i_{(a)}\lambda^j_{(b)}\lambda^{[c]}_k A^{(ab)}{}_{(c)}(\lambda) \tag{17.a}$$

and its inverse

$$A^{(ab)}{}_{(c)}(\lambda) = \lambda_i^{(a)}\lambda_j^{(b)}\lambda^k_{(c)}A^{ij}{}_k \tag{17.b}$$

as well as

$$A^{[a]}{}_{(b)}(\mu) = L^{[a]}{}_{(b)}L_{(b)}{}^{[d]}A^{[c]}{}_{(d)}(\lambda) \tag{17.c}$$

An orthonormal tetrad may be defined along the worldline of an observer in arbitrary motion subject to the following transport law: the timelike fourvector will be tangent to the observer's worldline at any given point. On doing so the components of the observer's Minkowski velocity along the spacelike vectors of the tetrad will be null and consequently the observer will be constantly at rest relative to the tetrad. In fact this problem has not one but infinite solutions, all of them related by some rotation of the spatial axes, [4].

The tetrads just defined provide an infinite number of reference frames comoving with the observer where, due to the orthonormality condition, the metric is pseudo-euclidean. The advantages of such reference frames have already been discussed.

3 Constitutive Relations

The components of an orthonormal tetrad associated with an arbitrarily moving observer are

$$\lambda^i_{(1)} = [1,0,0,0] \tag{18.a}$$

$$\lambda^i_{(2)} = [0,1,0,0] \tag{18.b}$$

$$\lambda^i_{(3)} = [0,0,1,0] \tag{18.c}$$

$$\lambda^i_{(4)} = [0,0,0,1] \tag{18.d}$$

in the inertial frame where the observer is instantaneously at rest.

It follows from (17.b) and (18) that the components of any tensor along λ coincide with the tensor components along the natural basis vectors of the inertial reference frame, i. e.

$$F_{(ab)}(\lambda) = F^o{}_{ab} \tag{19.a}$$

$$G^{(ab)}(\lambda) = G^{o\,ab} \tag{19.b}$$

According to the hypothesis that local measurements cannot be distinguished from those made in an instantaneously comoving inertial reference frame the following identification is usually made, [5]

$$F_{(\alpha 4)}(\lambda) = E_\alpha \ , \quad \alpha = 1 \text{ to } 3 \tag{20.a}$$

$$F_{(12)}(\lambda) = cB_3 \ , \ F_{(23)}(\lambda) = cB_1 \ , \ F_{(31)}(\lambda) = cB_2 \tag{20.b}$$

$$G_{(\alpha 4)}(\lambda) = cD_\alpha \ , \quad \alpha = 1 \text{ to } 3 \tag{20.c}$$

$$G_{(12)}(\lambda) = H_3 \ , \ G_{(23)}(\lambda) = H_1 \ , \ G_{(31)}(\lambda) = H_2 \tag{20.d}$$

where ***E***, ***H***, ***B*** and ***D*** are respectively the electric and magnetic fields, magnetic and electric inductions measured instantaneously by the moving observer.

If the observer is comoving with a material medium with scalar parameters ε, μ then the following relations apply

$$G_{(\alpha 4)}(\lambda) = c\varepsilon F_{(\alpha 4)}(\lambda) \tag{21.a}$$

$$G_{(\alpha\beta)}(\lambda) = \frac{1}{\mu c} F_{(\alpha\beta)}(\lambda) \tag{21.b}$$

which, due to the invariance of $G_{(ab)}(\lambda)$ and $F_{(ab)}(\lambda)$, are valid in an arbitrary coordinate system. We have thus arrived at an invariant form of the relations between fields and inductions.

Constitutive Relations in Invariant Form

Equations (21) are consistent with (3). In fact it follows from (21) and the relations between invariants and tensor components in an arbitrary system of coordinates,

$$G_{ik} = \lambda_i^{(a)}\lambda_k^{(b)}G_{(ab)}(\lambda) \qquad (22.a)$$

$$F_{(ab)}(\lambda) = \lambda^i_{(a)}\lambda^k_{(b)}F_{ik} \qquad (22.b)$$

that

$$G_{ik} = \left\{\frac{1}{\mu c}\lambda_i^{(\alpha)}\lambda_k^{(\beta)}\lambda^j_{(\alpha)}\lambda^l_{(\beta)} + c\varepsilon\left[\lambda_i^{(\alpha)}\lambda_k^{(4)}\lambda^j_{(\alpha)}\lambda^l_{(4)} - \lambda_i^{(4)}\lambda_k^{(\alpha)}\lambda^j_{(\alpha)}\lambda^l_{(4)}\right]\right\}F_{jl} \qquad (23)$$

Taking into account the orthonormality relations we have

$$\lambda_i^{(\alpha)}\lambda^j_{(\alpha)} = \delta_i^j - \lambda_i^{(4)}\lambda^j_{(4)} \qquad (24)$$

Substituting in (23) we obtain, after rearrangement

$$G_{ik} = \frac{1}{\mu c}F_{ik} - \frac{1-c^2\varepsilon\mu}{c\mu}\left(F_{il}u_k + F_{lk}u_i\right)\frac{u^l}{c^2} \qquad (25)$$

where $u^l = c\lambda^l_{(4)}$ is the Minkowski velocity of the medium.

This is the form under which the constitutive relations of non-dispersive media are usually presented. In fact equation (25) follows immediately from (3) when the properties of the dual tensor are considered [1].

Starting from (21) we have arrived at a well-known relation. Therefore it may be concluded that equations (21), derived and written in tetrad formalism are consistent with a tensorial form of constitutive relations and have the same degree of generality.

We have already pointed out the difficulties in interpreting the tensor components along the natural basis vectors in an arbitrary system of coordinates. But the "invariants" that may be formed from those tensor components are easier to understand. However the invariants depend on the tetrad. For the observer comoving with the medium, observer λ, the invariants are $G_{(ab)}(\lambda)$ and $F_{(ab)}(\lambda)$ and are related by (21).

Another orthonormal tetrad, μ, is associated with a second observer, in motion relative to the medium. The invariant components $G_{(ab)}(\mu)$ and $F_{(ab)}(\mu)$ represent the fields and inductions measured by observer μ. Since the components of a tensor along two orthonormal tetrads are related by an instantaneous Lorentz transformation we obtain, upon substitution in (21)

$$G_{(ab)}(\mu) = \frac{1}{\mu c}F_{(ab)}(\mu) - \frac{1-c^2\varepsilon\mu}{c\mu}\left[F_{(ac)}(\mu)u_{(b)}(\mu) + F_{(cb)}(\mu)u_{(a)}(\mu)\right]\frac{u^{(c)}(\mu)}{c^2} \qquad (26)$$

where $u^{(c)}(\mu)$ are the components of the medium Minkowski velocity. The difference between (25) and (26) is that in the latter expression the metric is pseudo-euclidean, $\eta_{(ab)}$, and each invariant component has a precise meaning.

In the final analysis equations (26) express the constitutive relations in the inertial reference frame where observer μ is seen instantaneously at rest.

On the other hand multiplication of (25) by $\mu^i_{(a)}$ and $\mu^k_{(b)}$ also gives (26). This is an interesting result which is, in fact, another manifestation of the invariance of the components of a tensor along any orthonormal tetrad.

4 Conclusions

The components of a tensor along an orthonormal tetrad are scalars since they result from the contraction of two fourvectors. Therefore their value is independent of the coordinate system and they are abbreviately designated by "invariants".

This invariance under coordinate transformation would be interesting by itself and useful when applied to the study of moving media, namely electromagnetic phenomena in arbitrarily moving systems. As it happens the invariants along an adequately defined orthonormal tetrad coincide with physical quantities measured by the observer comoving with the tetrad. Also, due to the orthonormality condition, the use of tetrads allows an enlightening geometric interpretation.

Invariance, physical meaning and easy geometric interpretation are three important aspects, often referred in the literature, which make attractive the use of tetrads in Relativity.

Based on the properties of tetrads a formalism was developed which led to an alternative form of constitutive relations with the desirable features of being universal and easily interpretable.

References

[1] Tonnelat, M.A. (1965). *Les Théories Unitaires de L'Electromagnétisme et de la Gravitation*, Gauthier-Villars, Paris.

[2] Anderson, L.J. and J.W. Ryon (1969). Electromagnetic radiation in accelerated systems, *Phys. Rev.*, **181**, 1765.

[3] Marçal, M.H. (1990). *Electrodinâmica em Sistemas Acelerados . Contribuições para o estabelecimento de métodos de análise. Aplicações.*

[4] Moller, C. (1972). *The Theory of Relativity*, Oxford University Press, London.

[5] Synge, J.L. (1971). *Relativity: The General Theory*, North-Holland, Amsterdam.

Bibliography

Abreu Faro, M. and M.H. Marçal (1988). On tetrads and their applications in Relativity, *Proc. Einstein Found. Int.*, **5**, 73.

Corum, J.F. (1977). Relativistic rotation and the anholonomic object, *J. Math. Phys.*, **21**, 770.

Irvine, W.M. (1964). Electrodynamics in a rotating system of reference, *Physica*, **30**, 1160.

Krause, J. (1975). Some remarks on orthonormal tetrad transport, *Int. J. Theor. Phys.*, **12**, 35.

Mo, T.C. (1970). Theory of electrodynamics in media in noninertial frames and applications, *J. Math. Phys.*, **11**, 2589.

Sobre a Autora

Maria Hermínia Marçal é Professora Auxiliar do Departamento de Electrotecnia e Computadores, Secção de Propagação e Radiação, do Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa.

"CRIAMOS DESENVOLVIMENTO"

INVESTIGAÇÃO & DESENVOLVIMENTO
TRANSFERÊNCIA DE CONHECIMENTO & TECNOLOGIA
APOIO À CRIAÇÃO DE EMPRESAS DE BASE TECNOLÓGICA

INSTITUTO TECNOLÓGICO
PARA A EUROPA COMUNITARIA

Av. Rovisco Pais • 1096 LISBOA CODEX
Av. Almirante Reis, nº 178 • LISBOA CODEX

TÉCNICA
revista de Engenharia - 92

turbulência, combustão, velocimetria laser, sistemas de queima

turbulence, combustion, laser velocimetry, burning systems

M. V. Heitor e A. L. N. Moreira
Secção Termodinâmica Aplicada, Dep. Engª Mecânica, IST, UTL

O ESCOAMENTO TURBULENTO E SISTEMAS DE QUEIMA

Resumo

O escoamento recirculatório típico de sistemas de queima é estudado com base num velocímetro laser, em termopares finos de Pt/Rh e através da aspiração dos gases da combustão com o objectivo de aprofundar a compreensão dos mecanismos de mistura e transporte turbulentos em chamas industriais de grande intensidade. Os escoamentos estudados correspondem a números de Reynolds de 5.10^4 e à queima de gás propano num escoamento de ar com um número de rotação de 0,9, estando associados a potências térmicas de 350 KW. Os resultados incluem a análise dos efeitos quer da combustão em escoamentos recirculatórios induzidos pela rotação, quer da curvatura das linhas de corrente associada à ocorrência de recirculação no campo turbulento.

Abstract

Recirculating flows typical of burning systems are studied based on a laser-doppler velocimeter, in Pt/Rh fine-wire thermocouples and through the suction of combustion gases. The objective is to improve understanding of the turbulent mixing and transport mechanisms in industrial flames of large intensity. The studied flows correspond to the burning of propane gas in a swirling coaxial air flow characterised by Reynolds and swirl numbers equal to 5×10^4 and 0,9, respectively, and are associated with thermal powers up to 350 kW. The results include the analysis of the effects of combustion on swirl-inducted recirculating flows, which are discussed in terms of the interaction between density fluctuation and the mean pressure field with the present recirculating flame.

1 Introdução

A estabilização de chamas de elevada intensidade em queimadores industriais é normalmente conseguida através da criação de uma zona de recirculação a jusante dos queimadores por indução de rotação ao ar de combustão [1]. Os processos de combustão e formação de poluentes, e em particular os fenómenos associados à estabilização e propagação das chamas, estão associados à eficiência da mistura do combustível com o ar, a qual é determinada pelas características turbulentas do escoamento na vizinhança dos queimadores. A análise de sistemas práticos de queima está assim dependente do conhecimento destas características, o qual é vulgarmente inferido de escoamentos sem reacção química tal como acontece com o desenvolvimento de modelos físico-matemáticos para a simulação de escoamentos com interesse em engenharia (e.g.[2]). As características do escoamento turbulento em sistemas com combustão são no entanto alteradas pela libertação de calor daí resultante e podem, como consequência, ser qualitativamente diferentes daquelas típicas de escoamentos não-reactivos. Exemplos incluem os processos de difusão contra-gradiente [3] em chamas com e sem pré-mistura dos reagentes e a turbulência gerada pelas chamas [4-6]. É portanto tecnicamente importante aprofundar o conhecimento dos mecanismos de produção turbulenta induzidos por combustão para optimizar o desenho e a operação de sistemas de queima e para validar a utilização de técnicas de simulação de escoamentos com flutuações de densidade (e. g. [6] e [7]), mas a realização destes objectivos depende da disponibilidade de dados experimentais detalhados.

Algumas medidas experimentais das propriedades de chamas turbulentas em escoamentos recirculatórios com rotação têm sido apresentadas na literatura (e. g., [8] e [9]), mas a maioria destes trabalhos apenas considera valores médios de temperatura e velocidade e intensidades de turbulência. Por exemplo, trabalhos experimentais que utilizem os resultados para estimar grandezas importantes para a análise e modelação da turbulência, tais como balanços e correlações das tensões de Reynolds, requerem a determinação de gradientes espaciais de características vectoriais e não têm sido apresentados com o detalhe suficiente para possibilitar a compreensão dos mecanismos de mistura e transporte turbulento em escoamentos com interesse em engenharia (e. g., [10]). Só muito recentemente a velocimetria laser tem sido utilizada para obter este tipo de informação (e. g., [5] e [7]), embora em escoamentos relativamente simples, tais como camadas de mistura sem reacção química, jactos axissimétricos com combustão e com níveis moderados de rotação, ou chamas estabilizadas em corpos não fuselados. Os escoamentos recirculatórios com elevados níveis de rotação típicos dos sistemas de queima industriais estão associados a processos resultantes da acção de forças centrífugas e do efeito da curvatura das linhas de correntes no escoamento turbulento em regiões de elevadas tensões de corte (e. g., [6] e [1]), e não têm sido suficientemente documentados. O objectivo deste trabalho consiste portanto em contribuir para a compreensão dos processos de mistura turbulenta em escoamentos típicos de sistemas de queima, a qual é essencial para se aperfeiçoar o projecto de dispositivos práticos. São apresentadas medidas detalhadas dos campos de velocidade, de temperatura e concentrações de espécies químicas do escoamento na vizinhança

Original submetido para publicação em 15 de Junho de 1992

de um modelo laboratorial de um queimador industrial e são estimados os termos mais importantes que contribuem para a conservação de energia cinética turbulenta. O modelo experimental é descrito na secção seguinte e os resultados são apresentados e discutidos nas Secções 3 e 4, respectivamente. A última secção sumariza as principais conclusões deste trabalho.

2 Configuração do Escoamento e Método Experimental

A instalação experimental utilizada, figura 1, é essencialmente constituída por um atomizador comercial (Delavan SNA 1.00) com 23 mm de diâmetro rodeado por um escoamento coaxial de baixa velocidade de combustível gasoso (diâmetro interior=54mm), o qual está por sua vez colocado num escoamento coaxial exterior de alta velocidade (diâmetro interior=84 mm). A instalação inclui ainda uma secção divergente ("*quarl*" na literatura inglesa), típica das que se encontram em queimadores industriais, e que pode ser removida para a medição das condições de fronteira. Os escoamentos interior e exterior são animados de rotação através de dois conjuntos de pás planas fixas, inclinadas a 45 , resultando em números de rotação respectivamente iguais a S_o=0.77 e S_i=0.85 nos escoamentos exterior e interior. O caudal de ar é medido com um orifício calibrado com uma precisão de 2%, enquanto o caudal mássico de propano é medido por um rotâmetro com um erro absoluto inferior a 0.1 g/s, correspondendo a uma precisão de 1.75 % para as condições utilizadas neste trabalho.

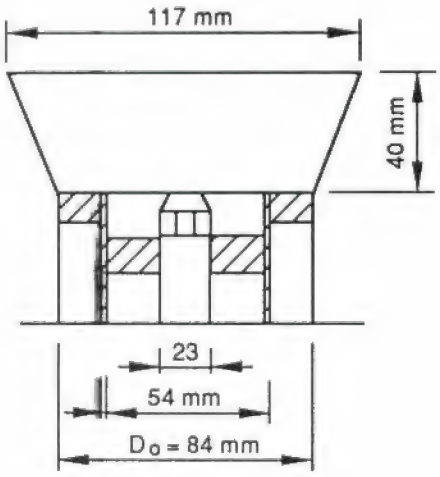


figura 1 Diagrama do queimador laboratorial

As medidas aqui apresentadas foram obtidas nos escoamentos com e sem combustão, sem injecção de combustível líquido através do atomizador. No escoamento com combustão as velocidades médias, definidas como o quociente entre o caudal volúmico e a área da secção transversal, correspondem a U_o=30 m/s (Re_o=49500) no escoamento exterior e $U_{gás}$=1.8 ms (Re_i=3000) no escoamento interior, o que corresponde a uma chama com uma razão ar/combustível igual a 27.6 e uma taxa de libertação de energia igual a 350 kW. O escoamento sem combustão corresponde ás mesmas condições de operação, tendo o combustível gasoso sido substituído por ar com o mesmo fluxo de quantidade de movimento, correspondendo a um número de Reynolds igual a 4000 no escoamento interior.

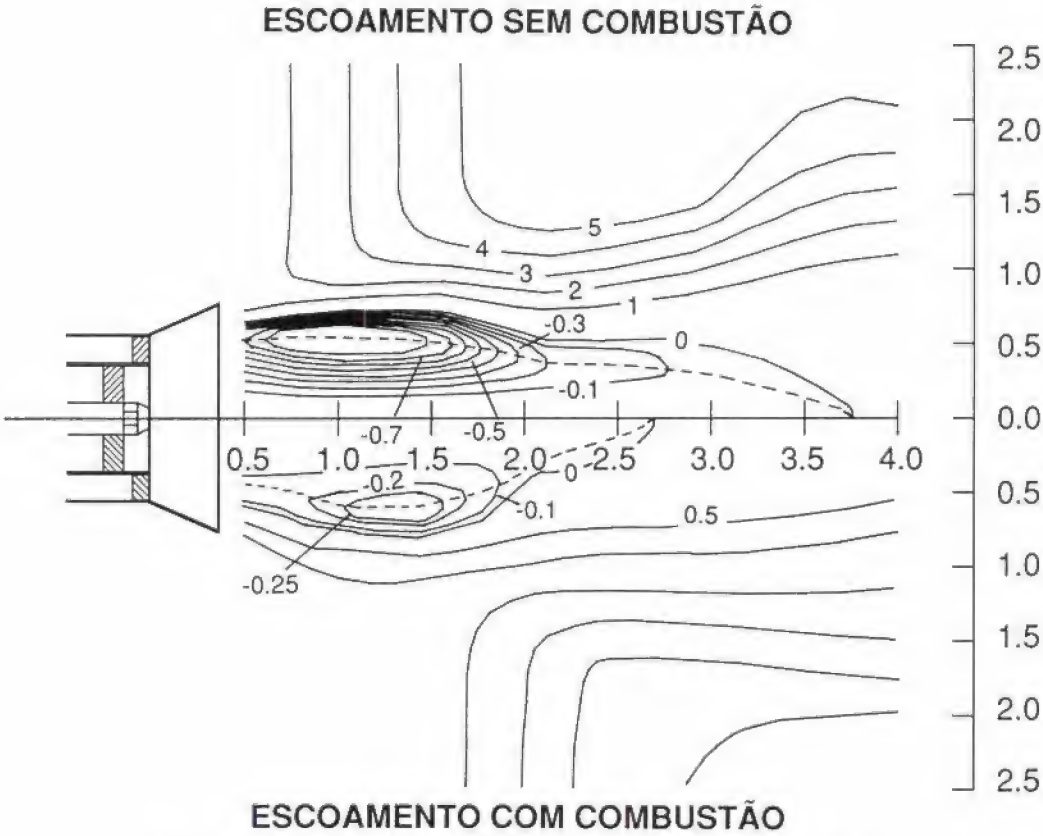


figura 2 Distribuição espacial de linhas de corrente para os escoamentos com e sem combustão

O queimador está montado na posição vertical numa mesa de atravessamento com deslocamento nas três direcções ortogonais, permitindo o seu posicionamento com uma precisão de ±0.25 mm. A origem do sistema de coordenadas (x,r,θ) foi tomada no plano de saída do queimador e na linha central do mesmo.

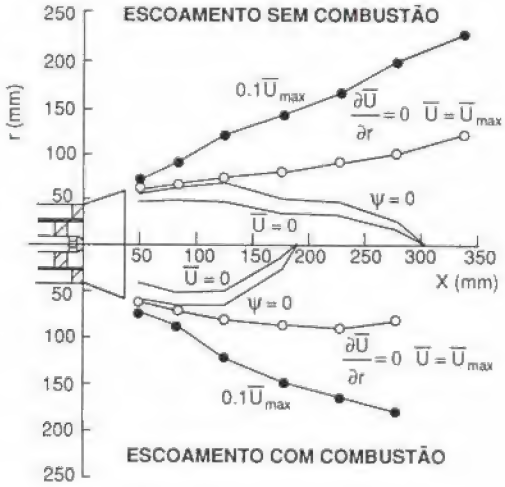


figura 3 Características aerodinâmicas dos escoamentos médios com e sem combustão: linha de corrente nula ($\varphi = 0$); linha de velocidade axial nula ($U = 0$); linha de velocidade axial máxima ($\partial U/\partial r = 0$) e fronteira do escoamento ($0.1\overline{U}_{max}$).

As medidas de velocidade foram efectuadas com um velocímetro laser de uma componente o qual inclui uma fonte de luz laser de Argon-Ion com uma potência nominal de 1 W a funcionar no comprimento de onda da luz verde (514.5 nm) e sensibilidade à direcção do escoamento através de modulação óptico-acústica (células de Bragg). O sistema de transmissão de luz incluía alternativamente uma lente de 310 mm ou de 600 mm de distância focal de modo a manter o sistema óptico afastado da chama, resultando em volumes de medição com eixos ortogonais iguais a 0.135 mm e 1.527 mm ou 0.262 mm e 5.074 mm respectivamente. A luz dispersa por partículas de alumina adicionadas aos escoamentos de ar e combustível era colectada em "forward scatter" e detectada por um fotomultiplicador. Os sinais Doppler daí resultantes foram processados por um contador de frequência comercial e são considerados corresponderem a valores ponderados com a densidade (e.g., [12]). Os detalhes do velocímetro e da precisão das medidas foram no entanto descritos por Moreira [13] e não são aqui discutidos.

Os valores médios de temperatura foram obtidos com termopares de Pt/Pt-13%Rh fabricados com fios de 0.040 mm de diâmetro. Os fios eram suportados por uma sonda construída com o mesmo material mas com fios de 0.500 mm de diâmetro, a qual foi introduzida no escoamento de modo a minimizar os efeitos associados com a intrusão da sonda. Uma sonda de aspiração de aço arrefecida a água com um diâmetro exterior de 7 mm foi utilizada para extrair amostras locais dos gazes de combustão de modo a medir valores médios ponderados com a densidade das concentrações de CO_2, CO, O_2, e hidrocarbonetos não queimados, UHC. Os resultados foram utilizados para determinar a distribuição local de fracção de mistura, *f* (i.e., fracção mássica de combustível queimado e não-queimado), a qual é analisada nas secções seguintes juntamente com os campos de velocidades e temperatura.

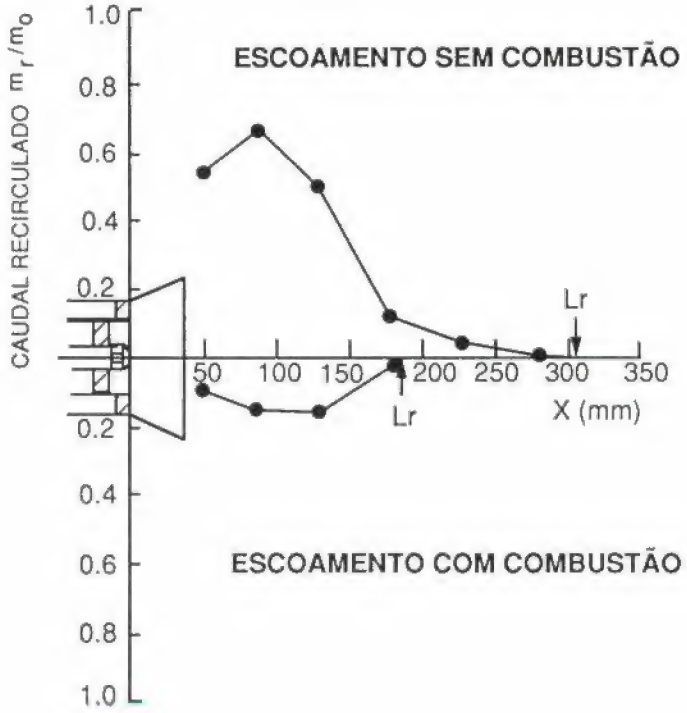


figura 4 Distribuição axial do caudal máximo recirculado nos escoamentos com e sem combustão.

3 Resultados

A figura 2 apresenta a distribuição de linhas de corrente dos escoamentos com e sem combustão e permite observar as características mais relevantes do escoamento médio na vizinhança da saída do queimador. Os dois escoamentos apresentam características semelhantes e típicas de escoamentos com elevados níveis de rotação, e.g. [14-16], que incluem uma zona de recirculação central induzida pela rotação, rodeada de uma região de forte aceleração axial com elevados gradientes radiais e onde a componente tangencial da velocidade local atinge o seu valor máximo. Apesar das semelhanças qualitativas entre os dois escoamentos, a combustão induz diferenças quantitativas significativas, como apresentado nas figuras 3 e 4: as componentes axial e tangencial da velocidade média aumentam devido à diminuição da densidade, uma vez que a quantidade de movimento se mantém constante; o caudal mássico recirculado diminui de cerca de 67% para 14% do caudal de ar insuflado; o comprimento da zona de recirculação diminui cerca de 32.5% e a sua largura máxima aumenta cerca de 12%.

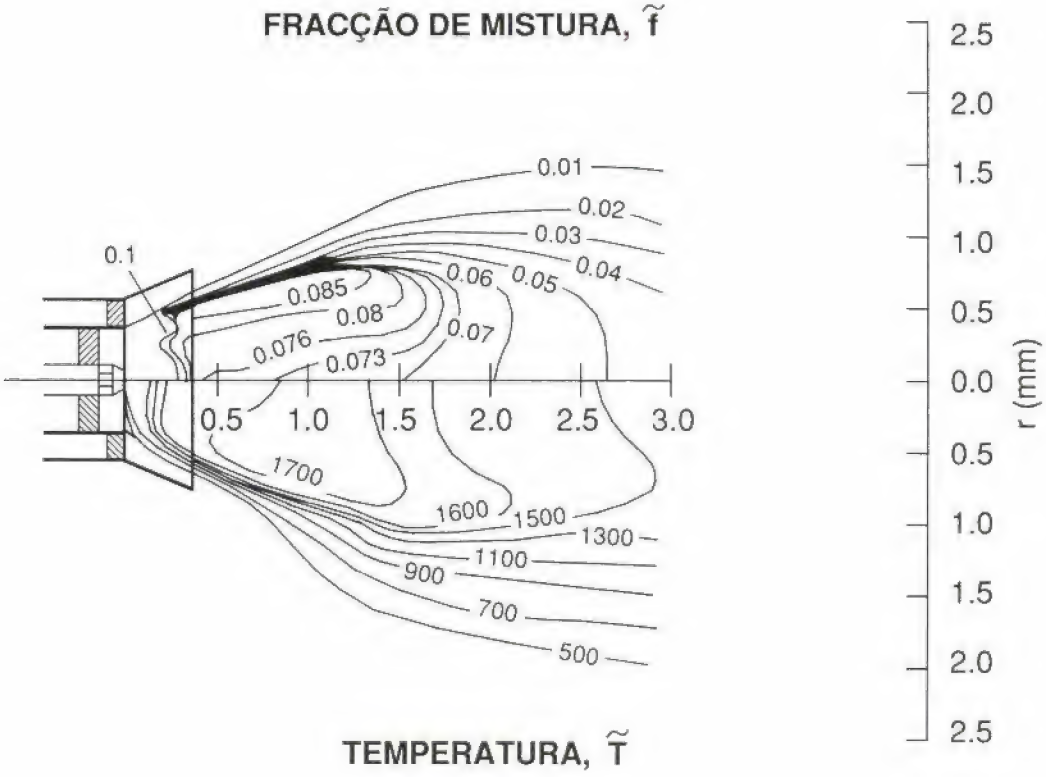


figura 5 Distribuição espacial de linhas de valor constante de fracção de mistura, $\tilde{f}$, e de temperatura média, $\tilde{T}$.

Os resultados da figura 5 mostram que a zona do recirculação do escoamento com combustão corresponde a uma região de elevadas temperaturas à semelhança do que acontece em outras chamas estabilizadas em zonas de recirculação (e.g., [7,8]). A linha de estequiometria local (i.e., $\tilde{f} = 0.060$) é exterior à linha de velocidade axial nula

(ver figura 3) e, consequentemente, a zona de recirculação está associada à existência de excesso de combustível. As concentrações de monóxido de carbono e hidrocarbonetos não queimados anulam-se no interior da zona de recirculação, enquanto que ao longo da camada de corte os níveis de CO atingem 3.5%. Isto resulta do balanço entre a formação inicial de CO devido à oxidação de C_3H_8 e à oxidação subsequente de CO em CO_2 no interior da zona de recirculação.

A figura 6 apresenta as distribuições de energia cinética turbulenta, *k*, e de tensões de Reynolds $\widetilde{u'v'}$ dos escoamentos com e sem combustão e mostra que a reacção química não altera significativamente o campo turbulento na região a montante de x/D_O=1.0, onde as flutuações de velocidade têm valores pequenos no interior da zona de recirculação e elevados na camada de corte anelar onde as taxas de deformação são elevadas. A jusante de x/D_O=1.5 ambos os escoamentos apresentam características distintas: na ausência de reacção química a energia cinética turbulenta apresenta valores máximos ao longo da camada de corte adjacente à zona de recirculação e as tensões normais diminuem com a distância à saída do queimador; por outro lado, no escoamento com combustão os valores máximos de *k* ocorrem na vizinhança do ponto de estagnação, onde $\widetilde{v''^2}$ e $\widetilde{w''^2}$ são consideravelmente superiores a $\widetilde{u''^2}$, à semelhança do que foi observado, por exemplo, por [7] e [17] em escoamentos com recirculação introduzida por corpos não fuselados.

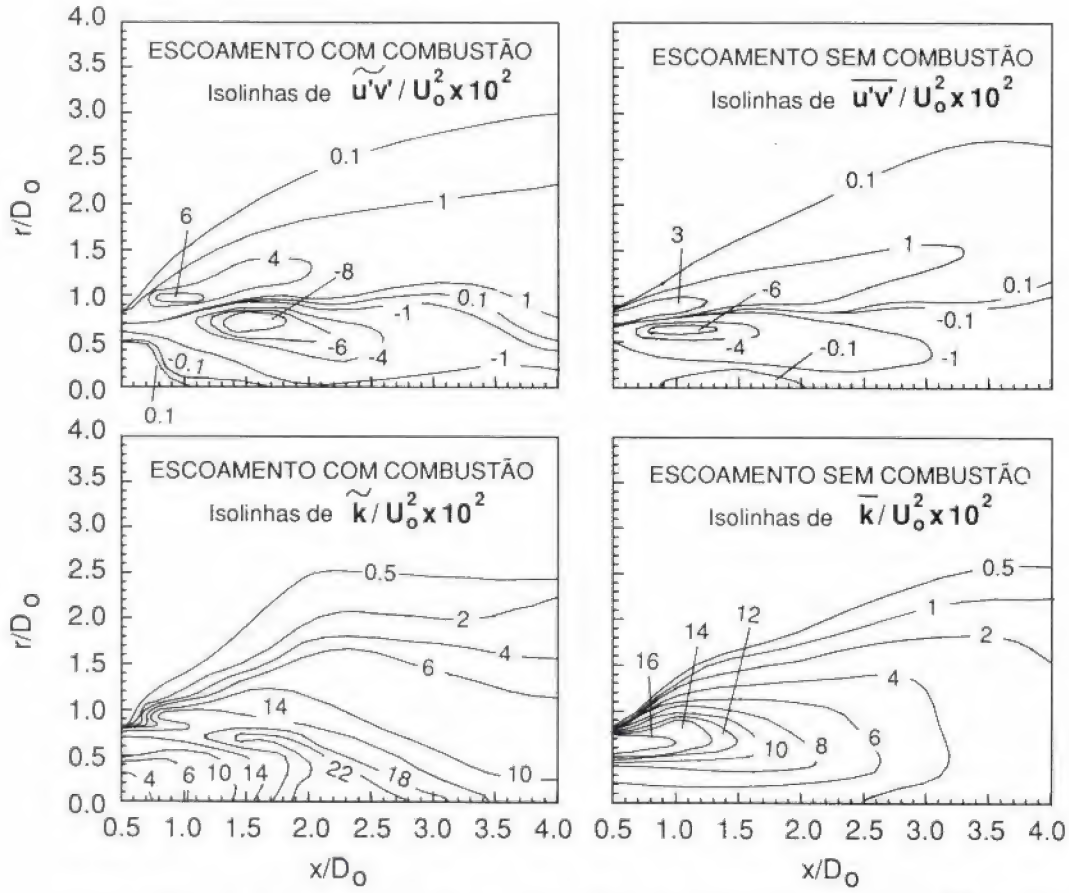


figura 6 Distribuição espacial de linhas de valor constante de energia cinética turbulenta, k, e tensão de Reynolds $\widetilde{u'v'}$ para os escoamentos com e sem combustão.

Os níveis de anisotropia tipicamente encontrados para as tensões de Reynolds no escoamento com combustão podem ser facilmente identificados na figura 7, na qual são apresentados perfis radiais das três tensões normais na zona de máxima largura da zona de recirculação e perto da zona de estagnação. Nesta última região, para $x/D_o \approx 2.5$, os valores consideravelmente elevados das flutuações turbulentas das componentes transversais de velocidade estão associados a flutuações periódicas do escoamento com uma frequência de 30 Hz. O número de Strouhal correspondente, com base na definição de [14] e [18] para escoamentos com rotação, é igual a 0.2 e, consequentemente, uma ordem de grandeza inferior aos valores tipicamente encontrados na literatura para caracterizar oscilações de zonas de recirculação em torno do seu eixo de simetria (i.e., *"precessing vortex core"* na literatura inglesa). Por outro lado, se a frequência de oscilação observada no presente caso for adimensionalizada com base nas escalas de velocidade e comprimento características da camada de corte que envolve a zona de recirculação, o número de Strouhal resultante é típico dos processos de *"bursting"* associados a oscilações de grande escala em camadas de corte, como descrito por [19] e [26] e analisado em detalhe por [13]. O fenómeno é no entanto uma característica da presente geometria e a sua extrapolação para outros sistemas de queima não deve ser efectuada directamente. Deve ser ainda notado que a energia associada às flutuações periódicas é apenas 4% da energia total contida no espectro de flutuações, pelo que a camada de corte envolvente da zona de recirculação deve ser considerada como uma região de intensa geração de turbulência.

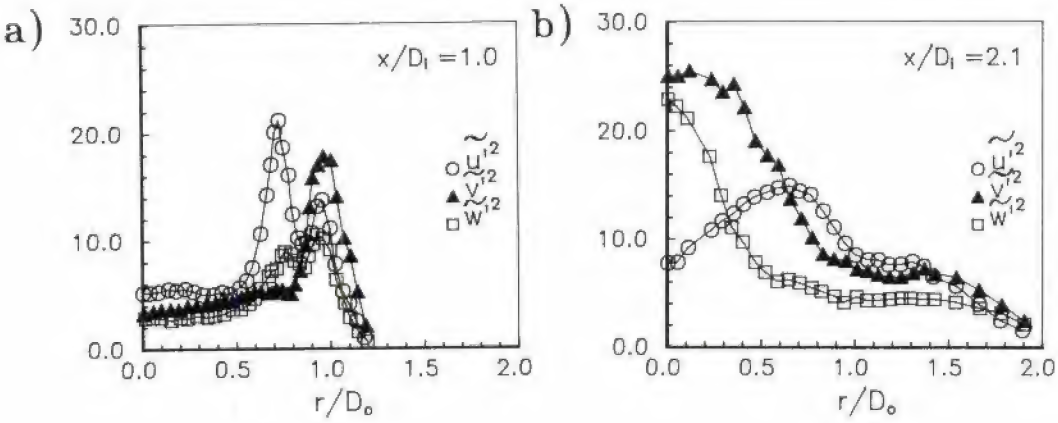


figura 7a Perfis radiais das tensões normais para o escoamento com combustão. Perfil radial na zona de máxima largura da bolha de recirculação a $x/D_i = 1.0$.

figura 7b Perfis radiais das tensões normais para o escoamento com combustão. Perfil radial na zona de estagnação, $x/D_i = 2.1$.

As distribuições de tensões de Reynolds $\widetilde{u'v'}$ (figura 6) apresentam valores máximos coincidentes com os de $\widetilde{u'^2}$, com valores mais elevados no escoamento com combustão. Para os escoamentos aqui considerados o sinal da tensão de corte está relacionado com o da taxa de deformação $\partial U/\partial r$ de acordo com a hipótese de viscosidade turbulenta (e. g., [17]), excepto na região inicial da camada de corte adjacente à zona de recirculação no escoamento com combustão, onde a taxa de deformação é próxima de zero. Os valores máximos do coeficiente de correlação da tensão de Reynolds aumentam cerca de -0.3 à saída do *"quarl"* (i.e., $x/D_0 = 0.6$) até cerca de -0.7 em $x/D_0 = 1.0$ e, posteriormente, diminuem para valores constantes e iguais a -

0.4. Resultados semelhantes foram apresentados por [15] na zona de recirculação de uma chama de pré-mistura estabilizada num disco, tendo sido atribuídos à presença de taxas adicionais de deformação associadas à curvatura das linhas de corrente (ver também [24]).

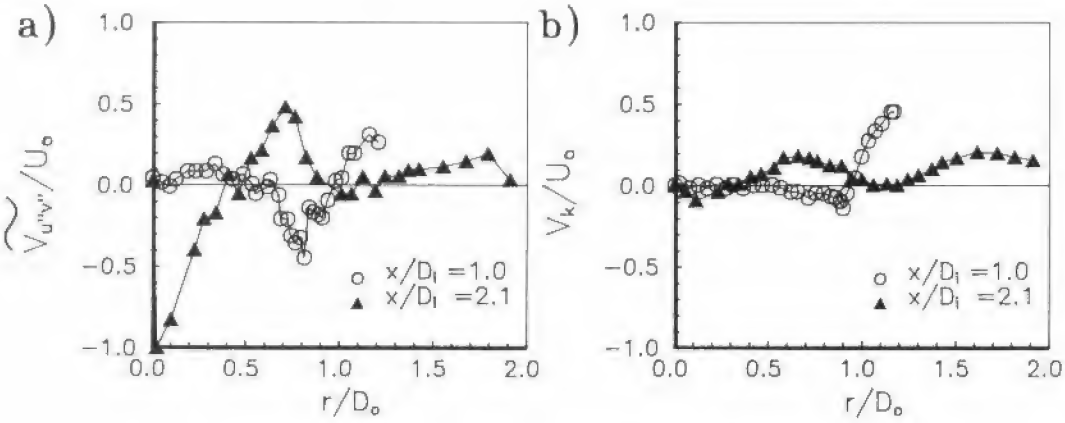


figura 8 Perfis radiais das velocidades de transporte turbulento no escoamento com combustão.

a) $V_{u''v''} = \overline{u''v''^2} / \overline{u''v''}$

b) $V_k = \left(\overline{u''^2v''} + \overline{v''^2} + \overline{w''^2v''}\right)/k$

Os momentos de ordem superior das flutuações de velocidade estão associados aos processos de transporte turbulento e têm sido analisadas com base na acção convectiva das grandes escalas turbulentas, e. g., [22] e [23]. No presente trabalho foram efectuadas medidas dos momentos de terceira ordem $\overline{u''^2v'}$, $\overline{v''^3}$ e $\overline{u''v''^2}$ que representam, respectivamente, os fluxos radiais de $\overline{u''^2}$, $\overline{v''^2}$ e $\overline{u''v''}$. Os resultados obtidos para qualquer dos escoamentos estudados mostram que o transporte turbulento das tensões normais e de corte se dá no sentido dos respectivos gradientes radiais e apresentam desenvolvimentos semelhantes aos obtidos por outros autores a jusante de zonas de recirculação, e. g. [24], [25] e [26]. A figura 8 mostra a componente radial das velocidades de transporte da tensão de corte $\overline{u'v'}$ e da energia cinética turbulenta, k, definidas como em [27] por:

$$V_{u'v'} = \frac{\left(\frac{\overline{p'u'}}{\rho} + \overline{u'v'^2}\right)}{\overline{u'v'}} \cong \frac{\overline{u'v'^2}}{\overline{u'v'}} \qquad (1)$$

$$V_k = \frac{\left(\frac{\overline{p'u'}}{\rho} + \overline{kv}\right)}{k} \cong \frac{\overline{u'^2v'} + \overline{v'^3} + \overline{w'^2v'}}{k} \qquad (2)$$

e sugere que na camada de corte adjacente à zona de recirculação (onde $\partial U/\partial r > 0$) os valores não são afectados pela presença de combustão: as velocidades de transporte são negativas na região interior e positivas na região exterior, sendo nulas nos picos (negativos) da tensão de corte e da energia cinética turbulenta. Na camada de

corte exterior a razão V_{uv}/V_k é cerca de 2 e, portanto, inferior ao valor de 3.6 característico de camadas de mistura planas ([28] e [29]), mas próximo do valor de 2.5 obtido por [21] numa camada limite curva. A diminuição de V_{uv} e V_k para jusante é consistente com a diminuição da actividade turbulenta. No entanto, a tensão de corte $\overline{u'v'}$ na camada exterior depende mais do transporte turbulento do que a manutenção de k (uma vez que $V_{uv}>V_k$), significando que a tensão de corte é mais sensível a uma redução da velocidade de transporte do que a energia cinética turbulenta.

4 Discussão

Os resultados analisados nos parágrafos anteriores quantificam o efeito da combustão nas características aerodinâmicas de um sistema de queima típico e identificam aspectos importantes da termoquímica destes sistemas com aplicações directas na sua optimização no que respeita à eficiência de combustão e à minimização dos poluentes gerados pela combustão. Verifica-se que no interior da zona de recirculação vulgarmente associada a queimadores industriais o combustível é consumido e o CO oxidado em CO_2. A zona de recirculação é essencialmente constituída por produtos da combustão cuja composição não satisfez as condições de equilíbrio químico. Os valores máximos de CO e de hidrocarbonetos não queimados ocorrem na camada de corte em zonas de estequiometria local e, portanto, os resultados sugerem que as limitações de ordem química impostas na queima do combustível e de CO devem ser desprezáveis. No entanto, a estabilização de chamas em sistemas práticos de combustão depende da distribuição de estequiometria local (e.g., [1]), a qual é função dos processos de mistura turbulenta entre o combustível e o oxidante e, portanto, é influenciada pelas características turbulentas do escoamento. Os resultados aqui apresentados incluem informação detalhada sobre estas características e possibilitam avaliar a precisão de métodos de cálculo do escoamento em sistemas de queima de modo a interpolar e extrapolar a informação adquirida experimentalmente.

Os resultados mostram que no escoamento aqui em estudo os níveis de turbulência são amplificados pela combustão, apesar das velocidades médias também aumentarem em resultado da reacção química sem que se observe um correspondente aumento significativo da espessura das camadas de corte. Consequentemente, é de esperar um aumento dos processos de geração de energia cinética turbulenta por interacção das deformações com as tensões de corte (e.g., [30]). A questão que se coloca está associada à existência de mecanismos de geração de turbulência para além daquele resultante do aumento da taxa de deformação, tais como sejam a interacção entre as flutuações de densidade e a presença de gradientes de pressão média, e. g., [6], [7] e [11].

As medidas de velocidades média e turbulenta apresentadas anteriormente permitem estimar os termos de convecção e produção nas equações de transporte de quantidade de movimento e da energia cinética turbulenta, os quais são aqui usados para analisar os mecanismos envolvidos na geração de turbulência em sistemas típicos de queima de combustíveis. As estimativas são aproximações devido ao erro associado à determinação dos gradientes espaciais, mas os valores obtidos são suficientemente precisos para possibilitarem analisar a importância relativa dos vários termos envolvidos nas equações. Para escoamentos com elevados números de Reynolds a equação

de transporte das tensões de Reynolds na forma de valores médios ponderados com a densidade é dada por:

$$\underbrace{\overline{\rho U_l}\frac{\partial\left(\overline{u_i'' u_j''}\right)}{\partial x_l}}_{\text{(I)}} = \underbrace{-\left\{\overline{\rho u_l'' u_j''}\frac{\overline{\partial U_i}}{\partial x_l}+\overline{\rho u_l'' u_i''}\frac{\overline{\partial U_j}}{\partial x_l}\right\}}_{\text{(II)}}+$$

$$\underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_l}\overline{\rho u_i'' u_j'' u_l''}-\left\{\overline{u_i''\frac{\partial p'}{\partial x_j}}+\overline{u_j''\frac{\partial p'}{\partial x_i}}\right\}}_{\text{(III)}}+$$

$$\underbrace{-\left\{\overline{u_i''}\frac{\overline{\partial p}}{\partial x_j}+\overline{u_j''}\frac{\overline{\partial p}}{\partial x_i}\right\}}_{\text{(IV)}}+\varepsilon$$

A figura 9 mostra perfis radiais dos termos convectivos, I, e de produção, II, da equação (3) obtidos na zona de máxima largura da bolha de recirculação e perto da zona de estagnação dos escoamentos com e sem combustão, estando os resultados representados de modo a que valores negativos de convecção representam um ganho de energia cinética turbulenta. Os termos de produção turbulenta incluem a interacção quer de tensões normais, quer de tensões de corte, com taxas de deformação, estando os dois processos devidamente diferenciados na figura. Os termos de difusão, III, e dissipação turbulenta não estão representados por limitações experimentais e, juntamente com o termo de produção associado à acção dos gradientes de pressão média, IV, foram estimados de modo a satisfazer o balanço dos outros termos.

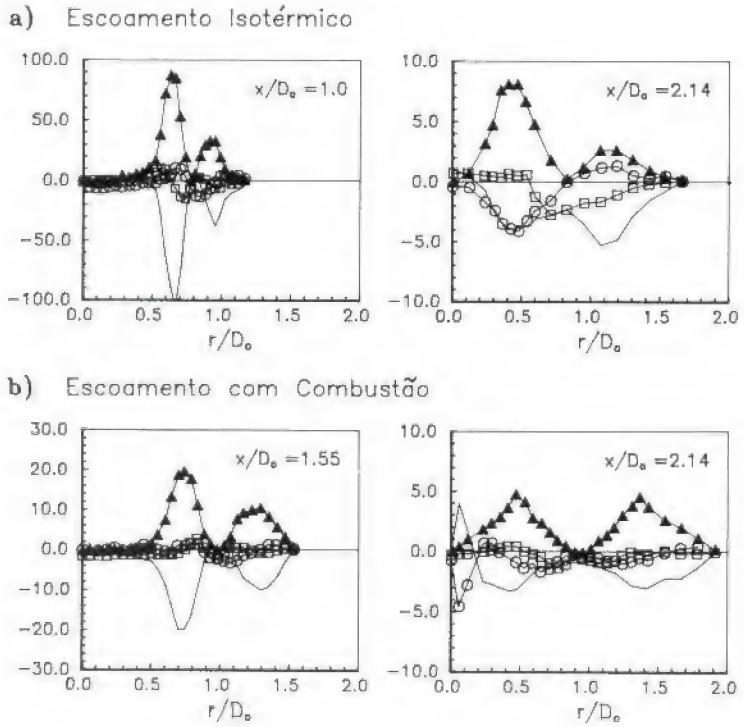


figura 9 Perfis radiais dos termos da equação de transporte de energia cinética turbulenta nos escoamentos com e sem combustão.
○ - Produção por tensões normais ▲ - Produção por tensões de corte □ - Convecção — - Diferença

Os resultados mostram que a zona de recirculação corresponde a uma região de fraca actividade turbulenta e que na camada de corte exterior (aonde $\partial U/\partial r<0$) a distribuição dos vários termos é semelhante à encontrada em camadas de mistura não afectadas por efeitos de curvatura das linhas de corrente (e.g., [24] e [31]): A produção de k é essencialmente devida à interacção entre tensões e deformações de corte e é balanceada por processos de difusão e dissipação turbulenta. Por outro lado, no centro do jacto anelar a produção turbulenta por tensões normais e de corte é desprezável e os termos convectivos são os maiores representando um ganho de k. Interiormente ao jacto anelar e na proximidade da linha de corrente de separação, a distribuição dos vários termos para ambos os escoamentos estudados assemelham-se aos resultados obtidos por [24] numa camada de corte de mistura e por [24] e [26] a montante de um zona de recolagem após separação do escoamento: os termos convectivos são pequenos, a produção turbulenta é essencialmente por tensões de corte e é balanceada pela difusão e dissipações turbulentas. Perto de x/D_0=2.1, a deflexão das linhas de corrente para os dois escoamentos estudados (ver figura 1) ocorre numa zona onde a produção turbulenta pela interacção entre tensões e deformações normais é importante. Este facto é consistente com o aumento da razão $\tilde{v''^2}/\tilde{u''^2}$ observada na zona de estagnação e está de acordo com as observações de [7] numa chama turbulenta estabilizada num disco.

As distribuições da figura 9b) não identificam a contribuição dos termos fonte devidos aos gradientes de pressão média na conservação de energia cinética turbulenta, os quais estão associados à geração de turbulência pela chama como discutido anteriormente. É evidente que a importância relativa destes termos depende da coexistência de valores elevados de gradientes de pressão $\partial\overline{p}/\partial x_i$ e de $\overline{u''_i}$, os quais dependem das condições particulares em estudo. Por exemplo, [6] mostraram que estes termos são desprezáveis em chamas sem pré-mistura tipo jacto, mas [32] consideram que os mesmos termos podem ser superiores àqueles que envolvem a interacção de tensões e deformações de corte numa chama confinada com rotação. Adicionalmente, [7] mostraram que numa chama com pré-mistura de reagentes estabilizada num disco estes termos são desprezáveis na conservação de k, mas constituem fontes importantes na conservação dos fluxos turbulentos de calor dando origem a processos de difusão "contra-gradiente". A análise dos termos das equações de conservação de momento permite estimar os valores dos gradientes de pressão, e para a chama aqui estudada (ver detalhes por [13]), $\partial\overline{p}/\partial x$ e $\partial\overline{p}/\partial r$ são da mesma ordem de grandeza na vizinhança da zona de estagnação, mas têm sinais contrários e actuam respectivamente como poço de $\tilde{u''^2}$ e fonte de $\tilde{v''^2}$. Apesar de não ser possível concluir que os dois termos se cancelam mutuamente como em [33], é evidente que contribuem para o aumento da anisotropia das flutuações de velocidade observadas anteriormente. A implicação directa destes resultados para a modelação fisico-matemática do escoamento em sistemas de queima significa que é necessário considerar equações de transporte individualmente para cada tensão normal e que os processos relacionados com a ocorrência de flutuações de densidade têm de ser representados directamente se se pretender simular correctamente os detalhes da aerotermodinâmica dos escoamentos.

5 Conclusões

Medidas de velocidade, temperatura e concentrações de espécies químicas efectuadas na vizinhança de um modelo laboratorial de um queimador industrial, permitiram estudar os efeitos da combustão nos processos de transporte turbulento típicos dos observados em chamas estabilizadas em zonas de recirculação induzidas por rotação. O estudo envolveu a utilização de um velocímetro laser, termopares finos de Pt/Rh e de sondas de aspiração juntamente com um sistema dedicado de análise de gases da combustão, e refere-se à queima de propano gasoso para uma potência térmica de 350 KW. Os resultados mostram que o escoamento na vizinhança do queimador é dominado pela presença de uma zona de recirculação de grandes dimensões que corresponde a uma região de produtos da combustão a altas temperaturas. Os campos de velocidade dos escoamentos com e sem combustão são qualitativamente semelhantes, mas a combustão diminui o caudal mássico recirculado e o comprimento da zona de recirculação e aumenta a sua largura máxima e, portanto, a curvatura das linhas de corrente. Estas características impõem efeitos importantes no campo turbulento, o qual é anisotrópico apresentando desvios acentuados de isotropia na proximidade da zona de estagnação. As distribuições temporais de velocidade nesta zona evidenciaram a presença de flutuações de grande escala com uma frequência de 30 Hz, apesar da sua contribuição para o valor global da energia cinética turbulenta ser inferior a 4%.

A análise dos termos das equações de transporte das tensões de Reynolds mostra que a interacção entre as tensões normais e as taxas de deformação normal influenciam fortemente o campo turbulento na vizinhança do ponto de estagnação e sugerem que taxas de deformação adicionais, tais como aquelas associadas ao campo de pressão médio, promovem pelo menos a anisotropia das tensões de Reynolds. Os resultados sugerem ainda que a difusão e dissipação de energia cinética turbulenta são comparativamente importantes, em particular na região de estagnação e no jacto anelar com rotação.

Agradecimentos

O interesse e apoio constante do Prof. Diamantino Durão são reconhecidos e agradecidos, assim como as inúmeras discussões que levaram à realização deste e de outros trabalhos no laboratório da Secção de Termodinâmica Aplicada do IST. A contribuição de Carlos Carvalho e Jorge Coelho na preparação do manuscrito é também reconhecida.

A instalação experimental foi construida nas Oficinas da Secção de Termodinâmica Aplicada do IST e o trabalho foi realizado no Centro de Termodinâmica Aplicada e Mecânica dos Fluidos da Universidade Técnica de Lisboa, CTAMFUTL-INIC, tendo sido apoiado financeiramente pela Comissão das Comunidades Europeias através do contrato SCIENCE SC1-0459.

Referências

[1] Lawn, C.J. (1987). *Principles of Combustion Engineering for Boilers*, Academic Press.

[2] Jones, W. P. and Whitelaw, J. H. (1985). Modelling and measurements in turbulent combustion, *20th Symp (Intl.) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburg, pp. 233-249.

[3] Bray, K.N.C., Libby, P. and Moss J. B. (1985). Unified Modelling Approach for Premixed Turbulent Combustion - Part I: General Formulation. *Combust. and Flame*, **61**, pp. 87-102.

[4] Stärner, S. H. (1986). Some Triple Correlation Measurements of Velocity and Scalars in a Turbulent Diffusion Flame, *Comb. Sci. and Tech.*, **48**, pp. 99-105.

[5] Stärner, S. H. and Bilger, R. W. (1987). Some budgets of turbulent stresses in round jets and diffusion flames, *Comb. Sci. and Tech.*, **53**, pp. 377-398.

[6] Stärner, S. H. and Bilger, R. W. (1989). Further velocity measurements in a turbulent diffusion flame with moderate swirl, *Comb. Sci. and Tech.*, **63**, pp. 257-274.

[7] Heitor, M. V., Taylor, A. M. K. P. and Whitelaw, J. H. (1987). The interaction of turbulence and pressure gradients in baffle-stabilized premixed flame, *J. Fluid Mech.*, **181**, pp. 387-413.

[8] Tangirala, V., Chen, R. H. and Driscoll, J. F. (1987). Effect of heat release and swirl on the recirculation within swirl-stabilized flames, *Comb. Sci. and Tech.*, **51**, pp. 75-95.

[9] Hardalupas, Y,. Taylor, A. M. K. P. and Whitelaw, J. H. (1990). Velocity and size characteristics of liquid-fuelled flames stabilized by a swirl burner, *Proc. R. Soc. London A*, **426**, pp. 129-155.

[10] Durão, D.F.G. and Heitor, M.V. (1992). Modern Diagnostic Techniques for Combusting Flows: an Overview, *Combusting Flow Diagnostics*, ed. D.F.G. Durão et al., Kluwer Academic Publ.

[11] Takagi, T., Okamoto, T., Taji, M., Nakasuji, Y. (1985). Retardation of mixing and counter-gradient diffusion in a swirling flame, *20th Symp. (Intl.) on Combustion*, The Combustion Institute, pp. 251-258.

[12] Durão, D.F.G. and Heitor, M.V. (1992). Laser Velocimetry for Combustion, *Laser Applications in Industry*, ed. S. Martelluci, Kluwer Acad. Publ.

[13] Moreira, A. L. N. (1991). *Análise Experimental de Sistemas de Queima*, Tese de Doutoramento, Instituto Superior Técnico, Lisboa.

[14] Syred, N., Chipier, N.A. and Beir, J.M. (1971). Flames Stabilization in Recirculation Zones of Jets With Swirl. *13rd Symp. (Intl.) on Combustion*, The Combustion Institute, pp. 617-624.

[15] Chigier, N. A. and Dvorak, K. (1975). Laser anemometer measurements in flames with swirl, *15th Symp. (Intl.) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburg, pp. 573-585.

[16] Claypole, T. C. and Syred, N.(1982). The stabilization of flames in swirl combustors, *J. Inst. of Fuel*, pp. 14-19.

[17] Castro, I. P. and Hague, A. (1987). The structure of a turbulent shear layer bounding a separation region, *J. Fluid Mech.*, **179**, pp. 439-468.

[18] Syred N. and Beér J. M. (1974). Combustion in Swirling Flows: A Review, *Combustion and Flame*, **23**, pp. 143-201.

[19] Strickland, J. H. and and Simpson, R. L. (1975). Bursting frequencies obtained from wall shear stress fluctuations in a turbulent boundary layer, *The Physics of Fluids*, **18** (3), pp. 306-308.

[20] Simpson, R. L., Chew, Y. T. and Shivaprasad, B. G. (1981). The structure of a separating turbulent boundary-layer. Part 1: Higher order turbulence results, *J. Fluid Mech.*, **113**, pp. 53-73.

[21] Smiths, A. J., Young, S. T. B. and Bradshaw, P. (1979). The effect of short regions of high surface curvature on turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, **94**, part 2, pp. 209-242.

[22] Castro, I. P. and Bradshaw, P. (1976). The turbulence structure of a highly curved mixing layer, *J. Fluid Mech.*, **73**, pp. 265-304.

[23] Ribeiro, M. M. and Whitelaw, J. H. (1980). Coaxial jets with and without swirl, *J. Fluid Mech.*, **96**, part 4, pp. 769-795.

[24] Chandrsuda, C. and Bradshaw, P. (1981). Turbulence structure of a reattaching mixing layer, *J. Fluid Mech.*, **110**, pp. 171-194.

[25] Driver, D. M. and Seegmiller, H. C. (1983). *Features of a reattaching turbulent shear layer subject to an adverse pressure gradient*, paper AIAA 82-1029.

[26] Pronchick, S. W. and Kline, S. J. (1983). *An experimental investigation of the structure of a turbulent reattaching flow behind a backward-facing step*, Report MD-47, Thermosci. Division, Dept. Mech. Eng., Stantford Univ.

[27] Andreopoulos J. and Bradshaw P. (1980). Measurements of interacting turbulent shear layers in the near wake of a flat plate, *Journal of Fluid Mechanics*, **100**, part 3, pp. 639-668.

[28] Weir, A. D. , Wood D. H. and Bradshaw P. (1981). Interacting turbulent shear layers in a plane jet, *Journal of Fluid Mechanics*, **107**, pp. 237-260.

[29] Wood, D. H. and Bradshaw, P. (1981). A turbulent mixing layer constrained by a solid surface. Part 1: Measurements before reaching the surface, *J. Fluid Mech.*, **122**, pp. 57-89.

[30] Heitor, M.V. (1992). On the analysis of Turbulent Heat Transfer in Recirculating Flames. Submetido para publicação in *Intl. J. Fluid Flow.*

[31] Gutmark, E. and Wygnanski, I. (1976). The planar turbulent jet, *J. of Fluid Mech.*, **73**, part 3, pp. 465-495.

[32] Takagi, T., Kondoh, T. Komiyama, N. and Shintami, Y. (1987). Direct measurement of momentum and mass transport in turbulent shear flows by combining LDV and laser Fluorescence method, *Proc. Intl. Symp. on Transport, Phenomena in Turbulent Flows*, Tokyo, pp. 851 - 860.

[33] Heitor, M. V., Taylor, A. M. K. P. and Whitelaw, J. H. (1988). Velocity and scalar characteristics of turbulent premixed flames stabilized on confined axisymmetric baffles, *Comb. Sci. and Tech.*, **62**, pp. 97-126.

Sobre os Autores

M. V. Heitor é Professor Associado e A. L. Moreira é Professor Auxiliar da Secção de Termodinâmica Aplicada do Departamento de Engenharia Mecânica do Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa.

INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO

PROGRAMAS DE I&DT DA COMUNIDADE EUROPEIA

PROGRAMA	DATA LIMITE DE ENTREGA DE PROPOSTAS
PROGRAMA AMBIENTE	19 DE JULHO DE 1993
CONSÓRCIOS DE INSTITUTIÇÕES DE ENSINO SUPERIOR, CONJUNTOS CE/EUA	20 DE JULHO DE 1993
SISTEMAS TELEMÉTICOS EM ÁREAS DE INTERESSE GERAL (Área 2 - TRANSPORTES)	29 DE JULHO DE 1993
TIDE	18 DE AGOSTO DE 1993
BIOTÉCNOLOGIA	2.º CONVITE - 31 DE AGOSTO DE 1993 3.º CONVITE - 15 DE DEZEMBRO DE 1993
RACE	3 DE SETEMBRO DE 1993
STRIDE	Medida A 26 DE NOVEMBRO DE 1993 31 DE OUTUBRO DE 1993
ERASMUS E LÍNGUA (Acção II)	PIC'S 31 DE OUTUBRO DE 1993 Candidatos Independentes 1 DE JANEIRO DE 1994

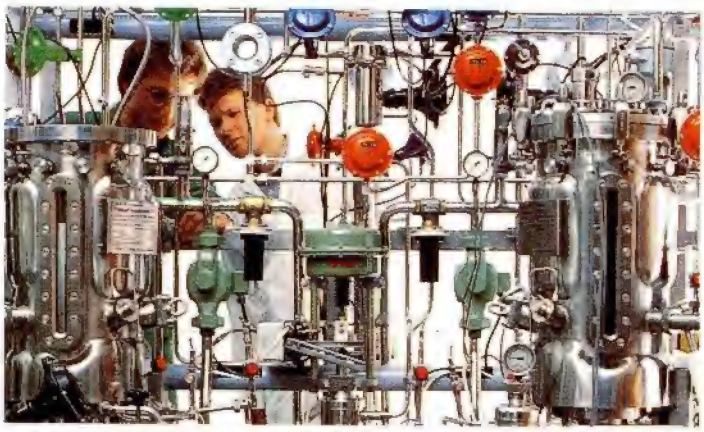
INFORMAÇÕES E FORMULÁRIOS
10 - 12 H / 14 - 16 H
Gabinete de Informação e de Apoio às Relações com o Exterior (GIRE) - IST
Av. Rovisco Pais – Tels. 841 75 54 / 841 73 62 – Ext. 1850 – Fax. 849 92 42 – 1096 Lisboa Codex

Hoechst Ambiente

Uma empresa do grupo HOECHST integrando a larga experiência no tratamento de águas e preservação da natureza

O caminho para a protecção ambiental integrada

A Hoechst tem sido pioneira no tratamento de efluentes líquidos. Em meados do anos 60 instalámos a primeira estação de tratamento biológico de esgotos industriais da Europa. Agora, já na terceira geração, o ®Biohoch-Reaktor desenvolvido em cooperação com a nossa associada UHDE representa a última palavra da tecnologia a nível internacional. Sistemas tecnicamente muito evoluídos foram também desenvolvidos e implantados na área da purificação de efluentes gasosos.



A protecção ambiental hoje integrada no centro das atenções da nossa investigação e desenvolvimento, tem em vista processos de produção que poupem matérias primas e energia, e minimizem ou, no caso ideal, anulem as emissões poluentes, bem como processos para a recuperação de matérias primas a partir de resíduos.

TÉCNICA
revista de Engenharia - 92

baterias herméticas, separador de fibra de vidro, bateria de chumbo-ácido
sealed batteries, battery separators, lead-acid battery

C. A. S. Faria
Sociedade Portuguesa do Acumulador Tudor
C. A. C. Sequeira
Departamento de Engª Química, IST, UTL

PROBLEMÁTICA DO SEPARADOR NUMA BATERIA HERMÉTICA DE RECOMBINAÇÃO DE GÁS (SLA)

Resumo

O separador de microfibra de vidro é o nico empregue nas baterias herméticas le recombinação de gás (SLA). Apesar de ser dotado de boas propriedades químicas e eléctricas, possui fraca consistência mecânica e é um poluente, pelo que se procura obter alternativas a este separador. Neste artigo discute-se sta problemática, propondo-se alternativas e analisando estudos em curso.

Abstract

ie problematic of battery separators for SLA batteries is examined. A viable alternative to existing polymeric envelope type materials is considered.

1 Generalidades

No início dos anos 70 surgiu a nova tecnologia de bateria chumbo-ácida selada, recombinante de gás (SLA.) criada à semelhança do tipo níquel-cádmio hermético, fundamentada num mecanismo interno de recombinação de oxigénio nas placas negativas. Esta recombinação produz água, reduzindo drasticamente o seu consumo e possibilitando a realização duma verdadeira bateria sem manutenção.

Desde essa data, assiste-se a uma procura sempre crescente (4-5% anual) deste tipo de bateria que tende a substituir as tradicionais baterias de placas Planté, tubular e/ou plana em aplicações estacionárias (telefones, telecomunicações, luz de emergência, centrais de potência, alimentação ininterrupta de sistemas computorizados especialmente da gama de 20 a 100 ah/10). A bateria SLA está projectada para uma vida média de 10 anos. Espera-lhe um futuro brilhante, consumo em massa em bateria de automóvel, se forem ultrapassados problemas de fiabilidade e custo.

2 Aspectos Construtivos duma Bateria SLA.

Dum modo resumido, podemos referir:

2.1. Armaduras negativas à base de chumbo puro ou mais frequentemente à base de liga de chumbo-cálcio-estanho, com grande sobretensão para a libertação de hidrogénio (dificulta a libertação de hidrogénio). Dimensionadas para comportar excesso de matéria activa, a fim de em operação à carga, não ocorrer libertação de hidrogénio, mas simplesmente oxigénio para o qual, o elemento dispõe de mecanismo de recombinação.

2.2. Armaduras positivas, geralmente isentas de antimónio (também em chumbo puro ou liga chumbo-cálcio-estanho) para evitar a contaminação da pasta negativa (com antimónio) o que iria facilitar a libertação de hidrogénio.

2.3. A escolha do separador é vital para a eficiência de recombinação do oxigénio no interior da bateria. O separador consiste geralmente num feltro de microfibra de vidro, feito pelo processo tradicional de fabrico de papel, extremamente puro e com elevada porosidade; nele está embebido todo o electrólito, numa condição não completamente saturada de modo a criar canais de gás para a passagem do oxigénio (libertado à carga na placa positiva) para a placa negativa.

2.4. É fundamental assegurar a estanquicidade permanente da bateria, pois o acesso de ar ambiente descarregaria completamente a placa negativa e ocorria perda de água do sistema por evaporação.

2.5. A bateria tem uma válvula de segurança, de sentido único, que abre quando ocorre sobrepressão de 200-350 gcm^{-2} (sobrecargas ocasionais).

Original submetido para publicação em 10 de Setembro de 1991

2.6. O monobloco e tampa são moldados em plástico (geralmente ABS.), com módulo de elasticidade e resistência à fractura elevados, de modo a não deformarem em serviço. Também possuem resistência à propagação de chama.

3 Mecanismo de Recombinação

As reacções electroquímicas de carga-descarga são as mesmas nos 2 tipos de baterias:

- Herméticas, recombinantes.
- Convencionais, de electrólito livre.

Na placa positiva, as reacções podem ser expressas por:

$$PbO_2 + H_2SO_4 + 2H^+ + 2e^- \leftrightarrow PbSO_4 + 2H_2O$$

Na placa negativa são expressas por:

$$Pb + SO_4^{-2} \leftrightarrow PbSO_4 + 2e^-$$

Globalmente, teremos:

$$PbO_2 + Pb + 2H_2SO_4 \leftrightarrow 2PbSO_4 + 2H_2O$$

Na parte final da carga, juntamente com a reconversão das matérias activas nas placas, ocorre decomposição de água em oxigénio e hidrogénio que escapam para a atmosfera,

$$H_2O \rightarrow H_2\uparrow + \frac{1}{2}O_2\uparrow$$

Neste aspecto, a bateria hermética estrutura-se, para não libertar hidrogénio e recombinar oxigénio. Evita libertar hidrogénio na placa negativa sobredimensionando esta em relação à positiva.

A placa negativa encontra-se sempre num estado parcial de descarga embora muito próximo de 100% carga. O hidrogénio só começa a libertar-se, quando a placa negativa atinge 98%.

Recombina o oxigénio segundo a seguinte sequência de reacções:

a) $Pb + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow PbO$

b) $2PbO + 2H_2SO_4 \rightarrow 2PbSO_4 + 2H_2O$

c) $PbSO_4 + 2H^+ + 2e^- \rightarrow Pb + H_2SO_4$

Para isso todo o oxigénio gerado na positiva, não deve escapar para a parte superior acima das placas (na bateria hermética ao contrário da convencional, não tem câmara de gases nem câmara de sedimentos).

O oxigénio deve difundir-se rapidamente através de canais gasosos, estruturados no separador de microfibra de vidro, da positiva para a superfície da placa negativa.

Esta condição de canais gasosos através do separador, é criada impondo saturação parcial deste, com electrólito (e não saturação completa como ocorre na bateria convencional). A difusão do oxigénio no electrólito é muito lenta, devido à diminuta absorção daquele gás no electrólito. Pelo contrário, a difusão do oxigénio no ar, é relativamente rápida.

A extensão da reacção a) é condicionada pela **velocidade de difusão** do oxigénio nos canais gasosos do separador e é esta que condiciona a eficiência de recombinação.

Em termos práticos, esta limitação condiciona o valor máximo de intensidade de corrente de carga ou de tensão à carga.

Se ultrapassarmos estes valores, parte do oxigénio não tem possibilidade de reagir com a matéria activa das placas negativas (Pb esponjoso) e liberta-se para a parte superior acima das placas. A pressão interior aumenta acima da regulada na válvula de segurança; esta abre e descarrega o gás para a atmosfera, ocasionando uma perda significativa de eficiência. A bateria "seca um pouco" e perde capacidade eléctrica.

Em termos gerais, os fabricantes de baterias limitam a corrente máxima de sobrecarga a C_{10}/20A (em que C_{10} é a capacidade nominal no regime de 10 horas) e/ou a tensão máxima de carga a 2,5 V/Elemento.

Isto não tem em conta:

a) Não produzir oxigénio a uma taxa superior à permitida pela velocidade de acesso daquele gás à superfície da placa negativa.

b) Limitar a taxa de libertação de calor (reacção de oxidação $\frac{1}{2}O_2 + Pb \rightarrow PbO$) de modo que a bateria não atinja valores de temperatura elevada em serviço. A bateria tem sempre dificuldade em escoar o calor gerado no seu interior.

Como referimos atrás, o separador desempenha papel primordial neste transporte gasoso. É desejável escolher o material e estrutura de poros que favoreçam no máximo a velocidade de difusão do oxigénio. A microfibra de vidro apresenta propriedades notáveis para esta aplicação e é usada extensivamente só ou misturada com outras fibras plásticas hidrofílicas (poliéster por exemplo).

Note-se que os compostos de sílica , como se sabe, desempenham uma importância primordial no transporte de oxigénio da placa positiva para a placa negativa.

4 Desenvolvimento de Novos Separadores Poliméricos

O separador de microfibra de vidro é o único empregue nas baterias seladas que estão presentemente a ser comercializadas; isto deve-se a algumas das suas propriedades (resistência química a oxidantes enérgicos - peróxido de chumbo e oxigénio livre em ácido sulfúrico diluído, d=1,300; baixa resistência eléctrica; elevada capacidade de absorção do electrólito). Este separador é obtido pelo processo de via húmida usado na indústria do papel. Apesar de ser dotado de boas propriedades, obriga a cuidados especiais aquando da sua montagem nas baterias seladas tipo recombinante, dada a sua fraca consistência mecânica. Tem também outros inconvenientes, nomeadamente o de ser um poluente, pelo que se procura obter alternativas a este separador.

Nessa medida, iniciou-se uma pesquisa bibliográfica, adquiriram-se livros, artigos e patentes e, da análise deste material, concluiu-se que o separador alternativo (maior flexibilidade, resistência à abrasão, ...) poderá ser um feltro, não tecido, composto por lã de vidro e fibras sintéticas (polipropileno, polietileno, poliéster, poliestireno, poliacrilonitrilo) extremamente finas (1 a 10 μ), obtido por tratamento térmico (graft) e mecânico (compressão). Nesta estrutura o polipropileno actuaria como reforço mecânico e o custo de fabricação do separador seria diminuído (na produção de fibra de vidro há elevado consumo de energia). Posteriormente haverá que sujeitar o feltro a um tratamento de humedecimento pelo electrólito (solução de ácido sulfúrico). Esta estrutura deverá ter cerca de 85 - 95% de porosidade em volume e um tamanho de poro máximo inferior a 30 μ.

Uma vez estabelecida uma primeira ideia acerca do separador que propomos obter e vir a utilizar, foram contactadas várias firmas nacionais (Quimigal, Fisipe, Finicisa, Ipetex, Geodreno Geotexteis, Fanafel, Tent e Portucel) e estrangeiras (American Felt & Filter Company, Johnson-Progress Ltd. , Texon, Hércules) fornecedores de filtros e feltros. Estas firmas têm-nos cedido amostras, que têm sido utilizadas em filtros de prensa e com outros fins, e cuja caracterização está em curso.

Simultaneamente iniciaram-se ensaios preliminares de elementos de acumuladores adquiridos às firmas Oldham, Hitachi, Absolyte e Tudor Espanhola.

Os resultados destes ensaios e doutros estudos prosseguidos neste domínio farão parte dum trabalho a publicar oportunamente.

Agradecimentos

Os autores agradecem ao Eng. Moura Bordado, da Quimigal, a colaboração que tem prestado ao desenvolvimento deste projecto. C. Faria está também reconhecido ao Dr. J.R. Akridge; da EveReady Battery Co, Ohio, USA, pela concessão de uma bolsa para a participação num curso avançado da NATO. Este artigo foi feito no âmbito do projecto 87.289/MATR da JNICT.

Referências

[1] McCallum, D.J.M. (1986). Envelope Separator Material PP20E, *Discussion on New Materials*, Markinch, Fife, Scotland.

[2] Sehra, J.K., (1986). A Lead Acid Battery, *Indian IN 157*, 267 (Cl. H01M1/06).

[3] Holmes, D.A., (1988). *AGM Absorptive Glass Mat*, Evanite Battery Separator, Inc..

[4] Sundberg, E. (1984). *Lead-acid Battery Construction Including Improved Means for Oxygen Recombination*, European Pattent 84850167.2, The Hague.

[5] O'Connor, J.A., (1988). British Telecom's experience of the operation of sealed lead acid batteries, *Chemistry and Industry*, 82-85.

[6] Tuphorn, H. (1988). Sealed Maintenance-free Lead/Acid Batteries: Properties and Application of a New Battery Generation, *J. Power Sources*, **23**, 143-155.

[7] Kiessling, R. (1988). Maintenance-free Industrial Lead/Acid Batteries, *J. Power Sources*, **23**, 135-141.

[8] Symanski, J. S. e outros (1988). Defining a Recombination Efficiency for Sealed, Lead-Acid Batteries. A Material Balance Approach, *J. Electrochem. Soc.*, **135**, 548-551.

[9] Higginson, T. e Peters, K. (1986). State of Charge Measurements in Sealed Lead Acid Cells, *15th International Power Conference*, Mancherster, U.K..

[10] Cogliano, J. A. e Marans, N.S. (1978). *Process for Making a Wettable Polyolefin Battery Separator*, US Patent 4, 110, 143.

[11] Wandzy, K.J. e Taylor, G. W. (1986). *Separators for Absorbed Electrolyte Recombinant Batteries*, The Battery Man, 14-17.

[12] Ismail, M.I. e outros (1980). New Trends in Electrolytic Reactor Materials: Diaphragms, *Poly.-Plast.-Technol. Eng.*, **15**, 61-82.

[13] Mendonça, M.F.M. e outros (1991). Recent Improvements in Secondary Batteries, *Chemistry and Energy I*, ed. por C.A.C. Sequeira, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, 109-142.

[14] Szymborski, J. (1982). *Maintenance-Free, Deep-Discharge, Lead-Acid Battery for Photovoltaic Applications*, SAND82-7026, Albuquerque, Sandia National Laboratories.

[15] Willhite, J.R. (1983). *Maintenance-Free, Deep-Discharge, Lead-Acid Battery for Photovoltaic Applications - Phase Two*, SAND83-7090, Albuquerque, Sandia National Laboratories.

[16] Farris, C. e Carr, E.S. (1982). *Maintenance-Free, 100 Ampere-Hour, Lead-Acid Battery for Deep-Discharge Photovoltaic Applications*, SAND82-7060, Albuquerque, Sandia National Laboratories.

[17] Verardo, A.E. e outros, (1981). Testing of Batteries for Photovoltaic Power Systems, *16th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference*, Atlanta, G.A..

[18] Bush, D.M. e outros , (1981). Testing of Batteries for Solar Applications, *Electrochemical Society, Inc. Meeting*, Denver, CO.

[19] Bush, D.M. e outros , (1984). *Testing of Sealed Lead-Acid Batteries*, SAND83-2334, Albuquerque, Sandia National Laboratories.

Sobre os Autores

C.A.S. Faria é Chefe de Serviço da Sociedade Portuguesa do Acumulador Tudor e C.A.C. Sequeira é Professor Associado do Departamento de Engenharia Química do Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa.

Normas de Publicação de Artigos na *Técnica, revista de Engenharia*

1 A revista TÉCNICA, em princípio, publicará anualmente quatro números de natureza técnico-científica.

2 Atendendo ao contexto onde se insere e público a que, em conformidade e de modo principal, se destina, a revista integra-se a partir das três seguintes formas de publicação:

ARTIGOS POR CONVITE

São da iniciativa da Direcção da Técnica e destinam-se, em princípio, a trabalhos de síntese no domínio das ciências básicas ou ciências da engenharia. Além do mais, procura-se que estes artigos se constituam fontes recomendadas de estudo aos alunos e de consulta para investigadores e docentes.

ARTIGOS TÉCNICO-CIENTÍFICOS

São artigos submetidos a publicação. Destinam-se essencialmente a dar noticia sobre aquisições actuais da ciência e da técnica mas em termos que se vá além da simples divulgação, sendo desejável que nesses trabalhos figurem parâmetros e referências que permitam elaborar juízos críticos e comparativos. Fundamentalmente, uma notícia sucinta, com carácter crítico, dando conta de uma aquisição recente e importante para a técnica é a marca fundamental destes artigos que vão traduzir, em princípio, investigação científica realizada pelo autor.

NOTAS CIENTÍFICAS

Destinam-se essencialmente à apresentação de novos resultados no domínio da investigação científica ou do desenvolvimento tecnológico. Pretende-se uma nota curta, realçando os resultados alcançados e referenciando convenientemente trabalhos afins, evitando a exposição longa de antecedentes, que deverá ser remetida para referências. Deste modo, a originalidade que se pretende e se traduzirá pelos resultados novos que o autor apresenta é a marca fundamental de uma nota científica.

3 Sempre que tal se ofereça conveniente, a TÉCNICA ouvirá especialistas sobre a essência e estrutura dos trabalhos submetidos a publicação, com natural excepção dos Artigos por Convite. Quando o autor ou autores forem alunos é necessário que do trabalho conste a indicação de um supervisor de reconhecida idoneidade científica e técnica que tenha comparticipado na análise crítica e prévia discussão do trabalho em causa.

4 Os Artigos por Convite e os Artigos Técnico-Científicos, deverão ser escritos em língua portuguesa. As Notas Científicas poderão ser escritas em inglês ou francês.

5 Os autores deverão atender na elaboração dos artigos às seguintes condições:
- os Artigos por Convite não poderão exceder 16 páginas dactilografadas, incluindo o espaço reservado a ilustrações;
- os Artigos Técnico-Científicos não poderão exceder 8 páginas dactilografadas, incluindo o espaço reservado a ilustrações;
- as Notas Científicas não poderão exceder 8 páginas dactilografadas, incluindo o espaço reservado a ilustrações;
- nome exacto com que desejam figurar;
- ordem de entrada dos autores, havendo mais do que um;
- instituição(ões) a que pertençam e que desejem referir, assim como posição que nela(s) ocupam, indicando claramente o nome dessa instituição, morada e sigla.

6 Os trabalhos devem ser dactilografados a dois espaços, em folhas modelo A4, devidamente numeradas.

7 Os trabalhos devem ser enviados em triplicado, recomendando-se aos autores que conservem uma cópia.

8 Conjuntamente com o trabalho, devem ser enviados:
- título do trabalho em português e inglês;
- resumo em português e abstract em inglês, pelo menos;
- até um máximo de seis palavras-chave, em português e inglês, pelo menos, que identifiquem claramente a natureza do tema abordado no artigo;
- nome, direcção e telefone do autor e demais dados que facilitem o processo de revisão de provas.

9 Os autores deverão assegurar-se, antes de enviarem os originais, que estes não contenham

erros, falta de dados, etc., pois que, na fase de revisão de provas, já não se admite inclusão de novo original e apenas se corrigirão erros de composição tipográfica.

10 As referências bibliográficas serão indicadas no texto por ordem numérica, usando algarismos árabes entre colchetes [], e a lista das mesmas, no final do artigo, obedecerá às seguintes normas:

Artigos de revistas:

Nome(s) do(s) autor(es) e iniciais (ano de publicação entre parêntesis). Nome do artigo, *Nome da revista*, **número do volume**, página(s).

Livros:

Nome(s) do(s) autor(es) e iniciais (ano de publicação entre parêntesis). *Título*, editora, página(s).

Convém distinguir claramente entre referências e outra bibliografia que se recomende.
Trabalhos em que a matéria apresentada não esteja referenciada não são, em princípio, publicados. Este é um ponto fundamental em que se insiste.

11 Os quadros ou tabelas, numerados em romano, devem figurar no texto dactilografado, podendo ser encimados por um título conciso.

12 Os gráficos devem, de preferência, ser desenhados a tinta da china, em folhas separadas e de modo a estarem prontos para serem reproduzidos com a maior nitidez e qualidade gráfica possível. Quaisquer letras ou algarismos que neles figurem deverão ser suficientemente grandes para permitir a sua redução que, em princípio, fica ao critério do editor.

As folhas com os gráficos, figuras ou fotografias, deverão ser numeradas, indicando-se o trabalho a que dizem respeito. Além disso, no texto, indicar-se-á o local para a respectiva inclusão.

NOTA: *A TÉCNICA salienta a necessidade de os autores, quando for o caso, obterem em tempo as devidas autorizações de reprodução de excertos de outras obras, sendo esta matéria da inteira responsabilidade do autor.*

A TÉCNICA oferecerá cinco exemplares da Revista, por cada trabalho publicado, independentemente do número de autores.

ADIST

ASSOCIAÇÃO PARA O DESENVOLVIMENTO DO INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO

ACÇÕES DE FORMAÇÃO REALIZADAS EM 1992/93

TÍTULO	PROGRAMA	TÍTULO	PROGRAMA
Desenho Mecânico Assistido por Computador	Introdução às técnicas de Desenho Mecânico incluindo normalização treino de interpretação de desenhos. Prática de desenho dando-se especial ênfase no Desenho Assistido por Computador. Utilização de Programas Comerciais em aplicações e projectos industriais.	Técnicas de Previsão da Dispersão de Poluentes no Ambiente	Formação avançada específica em técnicas de previsão da dispersão de poluentes no meio ambiental. Pretende-se que a par com uma formação teórica adequada, para a compreensão do fenómeno, o formando adquira prática de estudos de dispersão com o auxílio de métodos e modelos de previsão, adquirida em exercícios de interesses representativos de problemas industriais.
Projecto em Eng. Mecânica Integrado por Computador	Introdução aos métodos e técnicas de análise e projecto integrado por computador em Engenharia Mecânica. Cálculo Automático de Estruturas e Sistemas Mecânicos e sua integração com sistema CAD/CAM. Utilizando software integrado comercial em diversos ambientes informáticos. Aplicações em projectos industriais.	Electrólise Industrial	Formar técnicos de electrólise nas suas aplicações industriais, que para além de adquirirem uma formação básica apropriada, fiquem aptos a desempenhar actividades profissionais de anodização, niquelagem, cromagem, extracção e refinação de metais e outras que incluem processos electrolíticos.
Informática e Controlo Industrial	Introdução à Informática e controlo industrial, incluindo introdução às linguagens de programação, estrutura de informação, sistemas operativos utilitário, rede de comunicação, programação aplicada, automação e controlo.	Electroquímica de Materiais	Formação básica de electroquímica e ciência de materiais de modo a que os formandos fiquem aptos a sintetizar e caracterizar novos materiais (cerâmica, vidros, polímeros, compósitos) por via electroquímica, e a montar e testar dispositivos avançados na área da energia óptica, análise química, etc.
Automação e Controlo Industrial	Introdução aos princípios básicos da automação industrial, incluindo a teoria e a prática de análise e projecto de sistemas automáticos, informática industrial, robótica, comunicações, CIM e produção automatizada.	Técnicas Exprimentais Avançadas	Formação de técnicos especializados em novas tecnologias experimentais. Ênfase especial será dado às técnicas relacionadas com o ultra-vácuo, a óptica aplicada, a espectroscopia, o controlo e a teoria da informação.
Tecnologias de Utilização de Gás Natural	Descrição dos fundamentos do projecto e operação de equipamento térmico industrial, abrangendo técnicas experimentais e modelação matemática. Especial atenção é dedicada ao controlo e à optimização das condições de funcionamento, tendo em vista o problema da conservação da energia.	Técnicos de Laboratório	Formação de técnicos especializados para o desempenho de funções em laboratórios industriais, especializados nas novas tecnologias empregues na automatização dos processos produtivos e no controlo de qualidade.
Ferramentas de Escritório Electrónico	Formação específica em ferramentas de escritório electrónico. Pretende-se que os formandos adquiram conhecimentos teóricos e práticos, que viabilizem o uso de ferramentas de escritório electrónico de forma eficiente e eficaz no apoio à prática das engenharias.	Depuração e Reutilização de Efluentes Líquidos Industriais	Formação de técnicos indústriais (engenheiros de processos, químicos mecânicos e de ambiente) na resolução de problemas de ambiente ligados à produção industrial. Necessidade de actualização em novas técnicas de separação a serem utilizadas na depuração de águas residuais industriais e na sua incorporação na síntese de processos de fabrico não poluentes.
Programação de Ambiente UNIX	Formação específica em programação de aplicações no ambiente UNIX pretendendo-se que os formandos fiquem aptos a desenvolver aplicações em diferentes linguagens e utilizando rotina gráfica para apoio à prática das engenharias.	Circuitos Integrados Analógicos--Digitais	Formação integrada das técnicas de projecto de circuitos integrados analógico-digitais para processamento de conversão de sinal susceptíveis de fabricação nas tecnologias CMOS, BiCMOS e GaAs.
Técnicos Avançados de Informática	Formar jovens no domínio das novas técnologias da informação, tornando-os aptos a enfrentar uma carreira profissional como técnicos de informática, com capacidade para assumir responsabilidades de concepção de aplicações e sistemas.		

Av. Rovisco Pais – 1096 Lisboa Codex – Tel. 847 34 21 (ext. 1496) – Fax. 89 92 42 – Telex 63 423 ISTUTL P

INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO

NOVAS IDEIAS PARA A UNIVERSIDADE

A modernização da Universidade é uma condição essencial para que Portugal enfrente os desafios das próximas décadas, tanto no que respeita ao desenvolvimento económico, social e cultural como à sua capacidade de afirmação internacional. O novo contexto europeu, juntamente com a democratização do ensino e o novo relacionamento da Universidade com os agentes de desenvolvimento económico e social, têm alargado a âmbito deste problema para além da renovação de experiências pedagógicas.

É necessário implementar novas modalidades de gestão académica, acompanhadas pela qualificação do nível de docência através da promoção de trabalhos de investigação de prestígio, e permitir novas formas de diálogo entre a Universidade e a sociedade.

Este Ciclo de Seminários que o Conselho Directivo do IST promove em 1993 irá por certo, pôr em evidência algumas ideias pontuais e inovadoras que, espera-se, contribuirão para o esclarecimento de reforma da Universidade.

CICLO DE SEMINÁRIOS – 1993

Já Realizados

- MODERNIZAÇÃO ADMINISTRATIVA DA UNIVERSIDADE
- ORGANIZAÇÃO E MÉTODOS EM GESTÃO DE CIÊNCIA E TECNOLOGIA
- UNIVERSIDADE E SOCIEDADE

A Realizar

- INVESTIGAÇÃO E COMPETITIVIDADE INDUSTRIAL ..... 24 Setembro
- AVALIAÇÃO DAS UNIVERSIDADES ..... 22 Outubro
- CONTRATOS COMUNITÁRIOS EI&D ..... 12 Novembro
- A INVESTIGAÇÃO DO JOVEM ENGENHEIRO NA SOCIEDADE ..... 10 Dezembro

INFORMAÇÕES E FORMULÁRIOS
10 - 12 H / 14 - 16 H
Gabinete de Informação e de Apoio às Relações com o Exterior (GIRE) - IST
Av. Rovisco Pais – Tel. 841 75 54 / 841 73 62 – Ext. 1850 – Fax. 849 92 42 – 1096 Lisboa Codex

TÉCNICA
revista de Engenharia

Aqui poderia estar um anúncio seu.

Para mais informações contacte-nos pelos telefones 351-1-3559294/5 ou fax 351-1-3536682
ou escreva-nos para: DOSSIER, comunicação e imagem, Lda., r. dos Açores nº84 - 1º Esq. P-1000 Lisboa

TÉCNICA
revista de Engenharia

Torne-se assinante da Técnica.

4 números - 1400$00

Para mais informações contacte-nos pelo telefone 351-1-8417410 ou fax 351-1-8499242
ou escreva-nos para: Técnica, revista de Engenharia, Av. Rovisco Pais nº1, P-1096 Lisboa CODEX

Agora, pode comprar!
O BNU acaba de lançar uma nova forma de comprar casa.

Com a "Habitação Segura", você só tem que constituir um Seguro, que lhe servirá, no final, para pagar a amortização do capital em dívida.
Assim, só paga os juros do empréstimo. E ainda **poupa a dobrar... nos impostos.**

No BNU você encontra também todas as outras modalidades de Crédito à Habitação.
Vá já ao Balcão BNU mais próximo e aconselhe-se sobre o crédito mais vantajoso para si.

"HABITAÇÃO SEGURA" BNU

Você quer?
Você tem!

GRUPO CAIXA GERAL DE DEPÓSITOS

BNU Banco Nacional Ultramarino

A Telecom Portugal é a maior operadora portuguesa de telecomunicações, oferecendo a clientes nacionais e internacionais uma gama completa de serviços.

Quaisquer que sejam as suas necessidades em telecomunicações, no âmbito de redes privativas ou públicas, de circuitos alugados ou de serviços avançados, encontraremos e desenvolveremos as soluções mais eficientes e vantajosas.

TELECOM PORTUGAL

A ligação directa ao Séc. XXI

McCANN DIRECT